PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. 10. November 1909. Redaktionsschluß für No. 23 am 15. November 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

81. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg vom 19. bis 25. September 1909. S. 777.

Vorträge und Diskussionen von der 81. Naturforscherversammlung zu Salzburg:

H. Siedentopf, Über ultramikroskopische Abbildungen. S. 778.

F. P. Liesegang, Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat. S. 780.

F. Löwe, Spektroskopische Mitteilungen. S. 784.

H. Lehmann, Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel. S. 784.

R. Ladenburg, Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in leuchtendem Wasserstoff. S. 787.

W. Steubing, Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfs. S. 787.

A. Korn, Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode. S. 793.

J. R. von Geitler, Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte. S. 795.

D. Hondros, Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen. S. 804.

M. Laue, Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung. S. 807.

A. Szarvassi, Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip. S. 811.

M. Born, Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips. S. 814.

A. Einstein, Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung. S. 817.

A. Sommerfeld, Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie. S. 826.

F. Hasenöhrl, Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung. S. 829.

W. Seitz, Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung. S. 830.

M. Dieckmann, Luftelektrische Meßanordnungen. S. 832.

K. Kurz, Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre. S. 834.

A. Gockel, Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende Strahlung. S. 845.

E. v. Schweidler, Über den Einfluß des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre. S. 847.

W. Hallwachs, Lichtelektrisches und Optisches. S. 849.

L. Meitner, Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums. S. 852.

H. W. Schmidt, β-Strahlung und Atomgewicht. S. 853.

L. Grunmach, Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode. S. 853.

F. Dessauer, Röntgenaufnahmen in kurzen Zeiten. S. 859.

St. Meyer, Eine Verbesserung am Engler-Sievekingschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwassern. S. 860.

Originalmitteilungen:

W. Wien, Zu den Beobachtungen an positiven Strahlen des Quecksilbers. S. 862.

Besprechungen:

Beiblätter zu den Annalen der Physik. Register zu Band 16—30. S. 863.

P. Curie, Gesammelte Werke. S. 863.

L. Boltzmann, Wissenschaftliche Abhandlungen. I. S. 863.

H. A. Lorentz, Abhandlungen über theoretische Physik. I. S. 864.

V. Schaffers, Die Influenzmaschine. S. 864.

Berichtigungen. S. 864.

Personalien. S. 864.

Gesuche. S. 864.

81. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg, vom 21. bis 25. September 1909.

In den allgemeinen Sitzungen wurden folgende naturwissenschaftliche Themen behandelt: H. Kayser (Bonn), Die Entwicklung der Spektroskopie; J. Wiesner (Wien), Der Lichtgenuß der Pflanzen; A. Penck (Berlin), Die Erreichung des Nordpols; O. Friedländer (Wien), Über den antiken Purpur. Ferner sprachen in der gemeinsamen Sitzung beider Hauptgruppen: E. F. Sueß (Wien), Über Gläser kosmischen Ursprungs; J. Elster (Wolfenbüttel) und O. Brill (Wien), Über den gegenwärtigen Stand der Radiumforschung, ersterer das Thema von der physikalischen, letzterer von der chemischen Seite behandelnd. In der Gesamtsitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppen redeten: F. Becke (Wien), Die Entstehung des kristallinen Gebirges; V. Uhlig (Wien), Über den geologischen Bau der Ostalpen mit besonderer Berücksichtigung der Tauern.

In der stark besuchten physikalischen Abteilung standen schon nach der Zahl der Vorträge im Vordergrunde des Interesses einerseits Fragen der Radioaktivität, andererseits vor allem das Relativitätsprinzip. Die Diskussion bei den das letztere behandelnden Vorträgen ließ die zurzeit hier noch herrschende Meinungsverschiedenheit deutlich in Erscheinung treten; aber gerade in einem solchen Stadium dürfte ja der Meinungsaustausch förderlich wirken, der private noch mehr als der öffentliche.

Der Kommission war es diesmal in besonders hohem Maße gelungen, die ungefähr dasselbe Gebiet behandelnden Vorträge zeitlich zusammenzulegen; ebenso erleichterte das sehr frühzeitige Bekanntgeben des Programms der Sitzungen die Teilnahme an bestimmten Vorträgen.

Zum 1. Vorsitzenden der nächstjährigen Versammlung in Königsberg wurde Geh. Hofrat Prof. Dr. W. Wien in Würzburg gewählt.

Das Programm der Einzelsitzungen war folgendes:

1. Sitzung, Montag, den 20. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Lampa (Wien).

1. H. Siedentopf (Jena): Über ultramikroskopische Abbildungen. (Mit Lichtbildern und Demonstrationen.)
2. F. P. Liesegang (Düsseldorf): Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat. (Mit Demonstrationen.)
3. F. Löwe (Jena): Spektroskopische Mitteilungen. (Mit Demonstrationen.)
4. H. Lehmann (Jena): Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel. (Mit Demonstrationen.)
5. R. Ladenburg (Breslau): Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in leuchtendem Wasserstoff.
6. W. Steubing (Aachen): Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfs.
7. A. Rubens (Berlin): Optische Temperaturkoeffizienten.
8. A. Korn (Berlin): Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode.
9. Cl. Schaefer (Breslau): Beugung an Zylindern.

2. Sitzung, Dienstag, den 21. September, vormittags 9 Uhr. Vorsitzender: v. Lang (Wien).

10. F. Neesen (Berlin): Neue Wiedergaben der Geschoßbahn.
11. K. Scheel und W. Heuse (Charlottenburg): Messung kleiner Drucke. (Mit Demonstrationen.)

12. J. v. Geitler (Czernowitz): Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte. (Mit Demonstrationen.)
13. D. Hondros (München): Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen.
14. M. Laue (München): Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung.
15. A. Szarvassi (Brünn): Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip.
16. M. Born (Göttingen): Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips.

3. Sitzung, Dienstag, den 21. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Voigt (Göttingen).

17. A. Einstein (Zürich): Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung.
18. A. Sommerfeld (München): Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie.
19. F. Hasenöhrl (Wien): Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung.
20. W. Seitz (Aachen): Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung.

4. Sitzung, Mittwoch, den 22. September, vormittags 9 Uhr. Vorsitzender: Rubens (Berlin).

21. M. Dieckmann (München): Luftelektrische Meßanordnungen. (Mit Diapositiven.)
22. K. Kurz (München): Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre.
23. A. Gockel (Freiburg-Schweiz): Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende Strahlung.
24. E. v. Schweidler (Wien): Über den Einfluß des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre.
25. W. Hallwachs (Dresden): Lichtelektrisches und Optisches. (Mit Demonstrationen.)
26. L. Meitner (Wien-Berlin): Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums.
27. E. Meyer (Aachen): Über Stromschwankungen bei Stoßionisation.
28. Chr. Füchtbauer (Leipzig): Über Spektrallinien.
29. H. W. Schmidt (Gießen): β-Strahlung und Atomgewicht.
30. L. Grunmach (Berlin): Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode (nach gemeinsam mit Dr. Franz Weidert ausgeführten Untersuchungen).
31. R. v. Heinrich (Berlin): Über die Entwicklung und Herstellung des Westonelementes.
32. F. Dessauer (Aschaffenburg): Röntgenaufnahmen in kurzen Zeiten.

Ferner demonstrierten noch J. Elster (Wolfenbüttel) ein Einfaden-Elektrometer mit freischwebendem Quarzfaden und St. Meyer (Wien) eine neue Form eines Fontaktometers.

F. K.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

H. Siedentopf (Jena), Über ultramikroskopische Abbildungen (mit Lichtbildern und Demonstrationen). (Vorläufige Mitteilung.)

Zur ultramikroskopischen Untersuchung von festen und flüssigen Kolloiden hat sich die Methode der Seitenbeleuchtung durch Abbildung eines Spaltes im Präparat als wirksam erwiesen. Für feste Kolloide, z. B. gefärbte Gläser und Kristalle wird man keine leistungsfähigere Methode angeben können, auch nicht für kolloidale Lösungen, wenn bei letzteren die Bedingung der leichten Auswechselbarkeit der Lösungen gestellt wird. Immerhin ist diese Forderung in vielen Fällen unnötig, so daß man auch auf andere zum Teil einfachere Weise eine wirksame Dunkelfeldbeleuchtung im Mikroskop als Vorbedingung für die Sichtbarmachung von Ultramikronen erzielen kann.

Eine Methode erreicht dies durch Zentralblende im Objektiv, die so im Verhältnis zur numerischen Apertur der Beleuchtung dimensioniert ist, daß sie das direkte beleuchtende Licht im Objektiv abfängt. Die Abbildung hat bei dieser Methode zwei prinzipielle Nachteile. Erstens wird durch die Diaphragmierung des Objektives die Helligkeitsverteilung im Beugungsscheibchen sehr störend geändert. Zweitens bewirkt die Blendung im Objektiv eine Änderung des Auflösungsvermögens. Zufolge der Abblendung des zentralen Maximums rückt z. B. die Grenze eines noch richtig abgebildeten Gitterabstandes auf den doppelten Betrag, wie er für volle Öffnung gilt.

Einseitige Beleuchtung liegt schon der älteren Dunkelfeldbeleuchtung von Reade (1837) zugrunde. Die Totalreflexion am Deckglase nutzte schon Wenham (1850) aus, dessen Methode von Woodward 1877 und Cotton und Mouton 1903 und Scarpa 1905 später als neu nachentdeckt wurde.

Für lineare Objekte hat diese Methode ebenfalls einen prinzipiellen Nachteil. Es besteht nämlich eine sehr merkliche Abhängigkeit der Sichtbarmachung vom Azimut der Beleuchtung. Nur wenn dieses ziemlich genau senkrecht zur Kante steht, kann diese in merklichem Maße Licht abbeugen.

Dieser Azimutfehler in der Beleuchtung wird vermieden, wenn man die Seitenbeleuchtung ringförmig anordnet, wie in den Dunkelfeldkondensoren nach Wenham (Paraboloidkondensor), der neuerdings in verbesserter Form von Zeiß hergestellt wird, nach v. Ignatowsky und nach Stephenson. Das an Lichtstärke erreichbare Maximum wird von einem neuen aplanatischen Dunkelfeldkondensor von Zeiß geliefert, dessen Aplanatismus aus einer bisher unbekannten Eigenschaft der Kardioide hergeleitet werden kann.

Mit Hilfe dieser lichtstarken Dunkelfeldkon-

densoren, dem Paraboloidkondensor und noch besser dem neuen aplanatischen Dunkelfeldkondensor von Zeiß lassen sich eine Reihe von Eigentümlichkeiten ultramikroskopischer Abbildung bequem studieren, wie die Veränderung der Beugungsscheiben durch Diaphragmierung der Öffnung des Mikroskopobjektivs, und die praktisch wichtigen Erscheinungen nichtsphärischer und asymmetrischer Wellen.

Von besonderem physikalischen Interesse sind die Anzeichen, die auf Doppelbrechung in den Beugungsscheiben hindeuten, so daß wir bei den Ultramikronen isotrope und anisotrope unterscheiden müssen.

Relativ einfach liegen die Verhältnisse noch bei Goldteilchen, welche das Goldrubinglas färben. Hier kommt hinsichtlich des Polarisationszustandes bis zu Größen, die 100 $\mu\mu$ nicht sehr übersteigen, im wesentlichen nur die Rayleighsche Welle zur Geltung. Entsprechend zeigt sich bei Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht in der hinteren Brennebene des Mikroskopobjektives jedesmal in demjenigen Punkte Dunkelheit, welcher einer zu der Schwingungsrichtung im Polarisator parallelen Richtung im Fokus des Objektives entspricht.

Jedes Goldteilchen verhält sich also wie eine linear polarisierte Lichtquelle, deren Schwingungen zur Schwingungsebene des Polarisators parallel liegen. In der Richtung dieser Schwingungen kann kein Licht emittiert werden — daher der dunkle Fleck — weil das ja sonst auf longitudinale Schwingungen führen würde.

Viel verwickelter sind die Erscheinungen bei Silberteilchen, die sich aus kolloidaler Lösung durch Adsorption am Glase absetzen. Hier besteht keine Richtung verschwindender Intensität. Die Teilchen verhalten sich bei ringförmiger Seitenbeleuchtung wie kleine Lichtquellen, in denen nach zwei zueinander senkrechten Richtungen das Licht schwingen kann. Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen ist sehr groß, weil die Teilchen ungeordnet liegen, in allen Farben, wenn auch vorwiegend violett auftreten, und dazu noch pleochroitisch sind.

Die lichtstarken Dunkelfeldkondensoren eignen sich schließlich auch gut zur Momentaufnahme schnell ablaufender mikroskopischer Vorgänge. Ich zeige als Beispiele Bilder lebender Bakterien, wie der Spirochaete pallida und lebender Spermatozoen des Menschen. Für den Physiker sind besonders interessant Aufnahmen der Brownschen Molekularbewegung. Eine bemerkenswerte Bestätigung der kinetischen Theorie bieten Momentaufnahmen einer kolloidalen Silberlösung nach Carey Lea auf fallender Platte. Die Teilchen beschreiben eine in der Fallrichtung der Platte auseinander gezogene Kurve auf der Platte; die ganz unregelmäßigen Schwingungen der Teilchen zeigen, daß auch in den kleinen Zeitelementen von $^1/_{100}$ Sekunde und darunter der von der kinetischen Theorie geforderte Zufall die Schwingungen regiert (vergl. Figur auf Tafel XIII).

Wie das ausgestellte Demonstrationspräparat und der zugehörige Apparat zeigt, ist die Zusammensetzung des neuen lichtstarken Ultramikroskops von Zeiß so einfach, daß diese wirkungsvolle Demonstration der Brownschen Bewegung und kolloidaler Lösungen allgemeinere Aufnahme in den physikalischen und chemischen Experimentalvorlesungen finden sollte.

Diskussion.

v. Ignatowsky: Ich möchte bemerken, daß mein Spiegelkondensor schon seit etwa Januar 1909 von der Firma E. Leitz in Wetzlar genau in der Weise ausgeführt wird, wie Dr. Siedentopf es hier in der Figur 13 zeigte. Die Trennungsfläche zwischen den beiden Teilen des Glaskörpers besteht nicht wie früher aus einer Ebene, sondern aus einer sphärischen Fläche, weshalb die äußere spiegelnde Fläche tatsächlich eine einzige Kugelfläche bildet. Der Strahlengang ist dadurch sehr erheblich verbessert worden und entspricht dem theoretisch berechneten [1]).

Vortragender: Ich freue mich jedenfalls, daß die Konstruktion richtig ist und das ist doch der Fall, wenn dieselbe Methode von zwei voneinander unabhängigen und sich in gewissem Sinne gegenseitig kontrollierenden Stellen gefunden ist. Wesentlich neu ist meine Erklärung der aplanatischen Natur dieser Kondensoren aus einer bisher unbekannten Eigenschaft der Kardioide. Übrigens sind diese Kondensoren nach meinen Angaben schon 1908 von Zeiß ausgeführt (Anm. bei der Korrektur), auch hat damals schon Verf. auf den Konstruktionsfehler in dem Leitzschen Spiegelkondensor öffentlich hingewiesen (vgl. Ztschr. wiss. Mikroskopie 25, Seite 273 ff., Fig. 13 u. 11, 1908).

Rubens: Ich möchte Herrn Dr. Siedentopf fragen, ob er diese schöne Methode vielleicht zur quantitativen Messung der Brownschen Molekularbewegung benutzt hat. Nach dem Vorgang des Herrn Perrin lassen sich solche Versuche zur Ermittlung der Loschmidtschen Zahl verwenden.

Vortragender: Ich möchte das den Physikern im Laboratorium überlassen.

Rubens: Mir fällt auf, daß die Methode den großen Vorteil bietet, daß man die in Betracht kommenden Größen in Ruhe auf dem Photogramm ausmessen kann.

Vortragender: Ich bitte die Herren, das

1) In dem nächsten Heft der Zeitschrift f. wiss. Mikroskopie erscheint die genaue Beschreibung dieses Spiegelkondensors und auch die Abbildung des Strahlenganges.

selbst in die Hand zu nehmen; ich bin beruflich so in Anspruch genommen, daß ich keine Zeit dazu habe.

Einstein: Die Hauptschwierigkeit liegt in der Temperatur; die ist nicht konstant zu halten. Und das ist auch bei den französischen Messungen der Fall.

Seddig: Diesen letzteren Übelstand, den der Vorredner erwähnte und der darin besteht, daß während der Beobachtung Temperaturänderungen des Präparats durch Strahlungsabsorption auftreten und das Resultat in nicht kontrollierbarer Weise beeinflussen, habe ich bei ähnlichen Untersuchungen auch empfunden, und deshalb bei meinen Versuchen, die Braunsche Molekularbewegung messend zu verfolgen, keine andauernde Beleuchtung benutzt, sondern immer nur zwei ganz kurze Lichtblitze durch das Präparat zur photographischen Markierung der jeweiligen Lage der Teilchen hindurchgehen lassen. Übrigens ist eine etwas ähnliche Methode wie die eben vorgeführte, vor 2 oder 3 Jahren von The Svedberg gemacht worden; er ließ die kolloidale Lösung durch die Beobachtungsküvette langsam strömen und er bekam dann ähnliche Elongationen, von der geradlinigen Bewegung, die er freilich nicht photographierte, sondern mit einem Okularmikrometer beobachtete.

Vortragender: Die Methode von The Svedberg hat den Fehler, daß man auf störende Strömungen keinen Einfluß hat, die noch dazu mit vergrößert werden. Außerdem nahm er fälschlich an, daß die Bewegung sinusförmig sei.

F. Paul Liesegang (Düsseldorf), Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat. (Mit Demonstrationen.)

Die im folgenden beschriebenen Demonstrationen stellen Abänderungen oder Ergänzungen bekannter Versuchsanordnungen dar; sie lassen sich z. T. mit den meist vorhandenen Hilfsmitteln ausführen.

1. Schattenversuche. Zur Darstellung der Schattenversuche wird dicht vor eine Mattglasscheibe, die vor die Projektionslaterne gesetzt ist und als lichtspendender Körper dient, eine große Irisblende gebracht, mittels der man die Größe der zur Wirkung kommenden leuchtenden Fläche verändern kann. Zunächst stellt man die Irisblende ganz klein, so daß man annähernd einen leuchtenden Punkt erhält, der von dem schattenwerfenden Körper (es wurde dazu bei der Demonstration eine weiße Kugel von 5 cm Durchmesser benutzt) auf dem weißen Schirm einen scharfen Schlagschatten gibt (Fig. 1). Bei größerer Öffnung der Irisblende macht sich um den kleiner gewordenen Kernschatten der Halbschatten bemerkbar. Ordnet man nun den Schirm in der Richtung der optischen Achse an, so daß der Weg des Schattens darauf sichtbar wird, und gibt der Irisblende den Durchmesser des schattenwerfenden Körpers, so kann man zeigen, wie der Kernschatten eine zylindrische Form annimmt. Ein zweiter quergestellter Schirm fängt den Schatten auf und gestattet, ihn nochmals zu beobachten (Fig. 2). Mit völlig geöffneter Irisblende demonstriert man die Wirkung eines leuchtenden Körpers, der größer ist als der schattenwerfende. Durch einen vorgesetzten, horizontalen Spalt läßt sich eine einseitige Bildung des Halbschattens veranschaulichen.

2. Mischung prismatischer Farben. Zur Mischung der Farben zweier Spektren dient eine Platte mit zwei übereinander angeordneten Hochspalten, die sich einzeln in horizontaler Richtung verschieben lassen. Von den zwei Spektren, die Objektiv und Prisma entwerfen, wird das untere durch ein Ablenkungsprisma mit dem oberen ganz oder teilweise zur Deckung gebracht und nun wird durch Verschieben des unteren Spaltes das eine Spektrum über das andere gezogen (Fig. 3). (Um den durch die Ablenkung bewirkten Lichtverlust auszugleichen, nimmt man den oberen Spalt etwas breiter.)

Unter Benutzung eines einfachen Spaltes kann man diesen Versuch mit Hilfe eines achromatisierten Kalkspatprismas ausführen, welches das Spaltbild bezw. Spektrum verdoppelt: eine Anordnung, die für subjektive Beobachtung bekannt ist. Das Kalkspatprisma wird zwischen Spalt und Objektiv verschoben; dabei gibt es eine um so stärkere Ablenkung, je näher es an das Objektiv kommt (Fig. 4). Durch Drehen des Prismas kann man die beiden Spektren beliebig stark gegeneinander versetzen.

3. Additive und subtraktive Farbenmischung. Zur Mischung der Farben zweier oder dreier Farbfilter dient ein kleiner Apparat, der eine Platte mit sechs runden Öffnungen besitzt, die in zwei Reihen übereinander angeordnet sind. Eine Linse entwirft davon sechs Bildfelder. Vor der Linse befindet sich ein nach beiden Seiten prismatisch geschliffener Glaskörper, der die beiden äußeren Felder der unteren Reihe nach innen ablenkt und mit dem mittleren zur Deckung bringt. Die oberen werden nicht abgelenkt. Spindelschrauben rechts und links an der Platte gestatten, die äußeren Lochpaare seitlich etwas zu verschieben und so die Einstellung wenn nötig zu korrigieren. Für die Filterscheiben sind vor und hinter der Platte Nuten vorgesehen.

Setzt man nun in die vertikalen Nuten drei Farbfilter ein, so bekommt man auf dem Schirme unten die additive Mischung, während oben

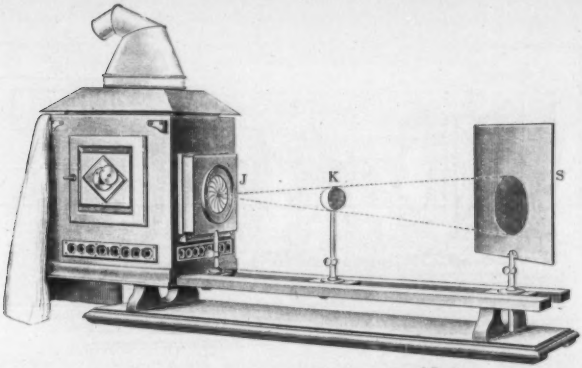


Fig. 1. J = Irisblende (klein gestellt) mit dahinter angeordneter Mattglasscheibe; K = weiße Kugel (als schattenwerfender Körper); S = schräggestellter weißer Schirm.

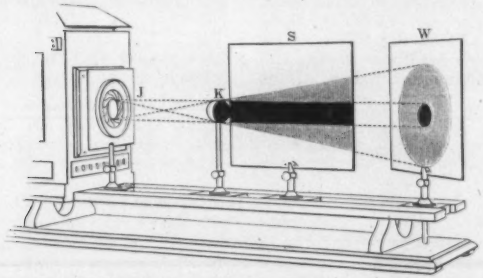


Fig. 2. J = Irisblende (mit dahinter angeordneter Mattglasscheibe), geöffnet bis auf den Durchmesser der Kugel K; S = längs angeordneter und W = schräggestellter weißer Schirm.

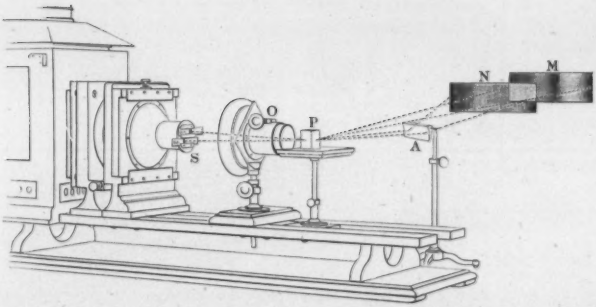


Fig. 3. S = Platte mit zwei horizontal verschiebbaren Spalten; O = Objektiv; P = Prisma; A = Ablenkungsprisma; M und N = Spektren, wovon N beim Verschieben des unteren Spaltes über M zieht.

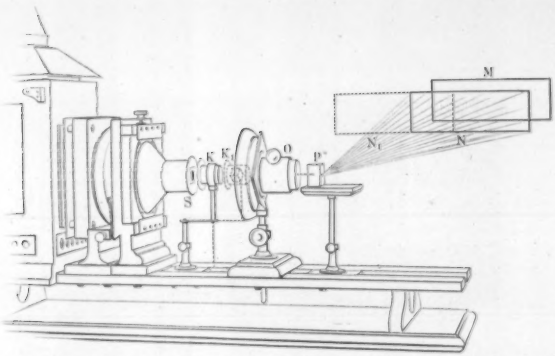


Fig. 4. S = Spalt; K = achromatisiertes Kalkspatprisma; O = Objektiv; P = Prisma; M und N = Spektren. (Beim Verschieben des Kalkspatprisma von K nach K_1 bewegt sich das Spektrum N nach N_1.

jede der Farben für sich erscheint (Fig. 5, I). Wenn zwei Farben gemischt werden sollen, so deckt man die mittlere obere Öffnung durch eine Blende zu und schiebt die Filter in die horizontalen Nuten hinter der Platte derart, daß sie in der Mitte übereinander gehen. Dann haben wir auf der Projektionswand oben rechts und links die Originalfarben, in der Mitte die Differenz der Farben, und unten ihre Summe (Fig. 5, II). Durch Vorschieben eines horizontalen Spaltes und Einsetzen eines Gradgesichtsprismas an Stelle des Doppelkeiles kann man

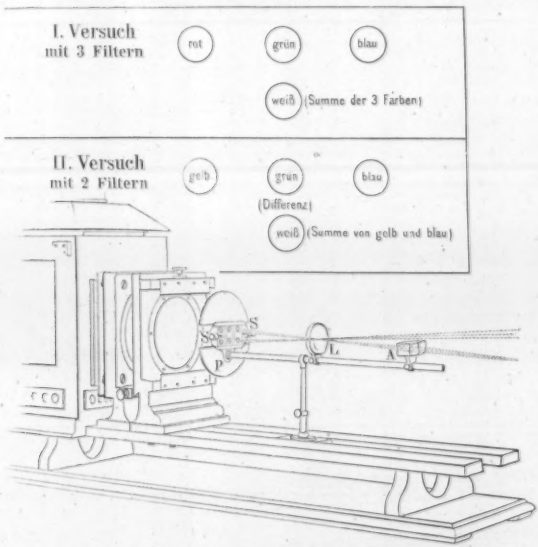


Fig. 5. P = Platte mit 6 in zwei Reihen angeordneten Lochöffnungen, vor denen die Farbfilter angebracht werden. SS = Spindelschrauben zum Regulieren der äußeren Lochpaare; L = Linse; A = Doppelkeil, der die Lichtbilder der beiden äußeren Löcher der oberen Reihe mit dem mittleren zur Deckung bringt. (Oben ist schematisch das Resultat auf der Projektionswand dargestellt.)

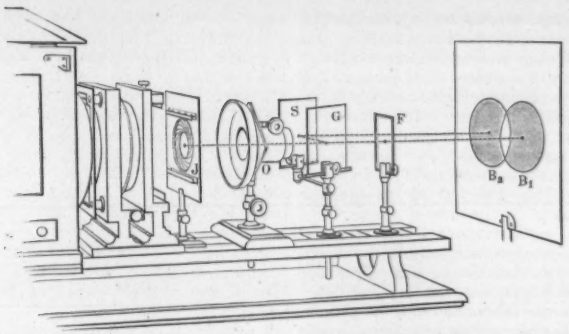


Fig. 6. J = Irisblende; O = Objektiv; G = Glasscheibe unter 45°; S = Spiegel, parallel dazu; F = Farbglasscheibe; B_1 = gefärbtes Bildfeld des direkten Strahlenbündels; B_2 = Bildfeld des abgelenkten Strahlenbündels, das in der Kontrastfarbe erscheint.

noch eine prismatische Zerlegung der Farben herbeiführen.

4. Helligkeitskontrast. Die Erscheinung, daß eine beleuchtete Fläche je nach der Beschaffenheit ihrer Umgebung hell oder dunkel wirkt, kann man mittels einer Platte demonstrieren, welche in der Mitte eine kreisförmige Abdeckung besitzt, die das durchfallende Licht erheblich schwächt. Man bringt die Platte in den Projektionsapparat und setzt davor eine Irisblende, die zunächst so weit geschlossen ist, daß nur die abgedeckte Stelle beleuchtet wird. Unter dem kräftigen Licht der Projektionslampe erscheint dann auf der Wand ein einigermaßen helles Bildfeld. Durch Öffnen der Irisblende schafft man nun eine bei weitem hellere Umgebung, in der das Feld ganz dunkel wirkt.

5. Kontrastfarben. Die objektive Darstellung der Kontrastfarben läßt sich am schönsten mit Hilfe zweier Lichtbündel bewirken, deren stärkeres gefärbt ist. Diese beiden Bündel kann man in einfacher Weise gewinnen, indem man den vom Projektionsapparat gelieferten Lichtkegel mittels Glasplatte und Spiegel zerlegt; man hat bei dieser Anordnung noch den Vorteil, daß das Helligkeitsverhältnis der beiden getrennten Strahlenbündel ohne weiteres ein für die Erscheinung günstiges ist. Es wird dazu vor das Objektiv, das auf eine Blendscheibe mit kreisförmigem Ausschnitt — es dient dazu am besten eine große Irisblende — scharf eingestellt ist, unter 45 Grad eine Spiegelglasscheibe gebracht und parallel zu dieser eine belegte Spiegelscheibe angeordnet, welche den von der ersten Scheibe reflektierten Strahlenkegel gegen den Schirm lenkt, so daß, je nach Stellung des Spiegels, die beiden Bildfelder sich zum Teil oder ganz decken oder in größerer oder geringerer Entfernung nebeneinander liegen. Wird nun vor die Glasscheibe ein Farbfilter gebracht und damit das stärkere, nicht abgelenkte Strahlenbündel gefärbt, so kann man die Entstehung der Kontrastfarbe nachweisen: die Komplementärfarbe erscheint um so stärker, je näher die beiden Bildfelder zusammenliegen und kommt besonders kräftig heraus, wenn man bei Deckung der beiden Felder einen schattenwerfenden Körper in den Weg der Strahlen bringt (Fig. 6). Um den Einfluß zu beobachten, den die Verkleinerung eines der beiden Fehler hat, hält man in den einen oder anderen Lichtkegel einen Blendschirm mit kreisförmigem Ausschnitt. Die Anordnung[1]) läßt sich variieren, indem man an Stelle des Spiegels eine Glasplatte bringt, wobei das zweite Bildfeld wesentlich schwächer wird, oder indem man zwischen Glasplatte und Spiegel, parallel zu diesen, eine zweite Glasplatte einschaltet, um drei verschieden helle Bildfelder zu erhalten, die man paarweise oder alle zusammen arbeiten läßt. Stellt man ferner die Platten unter den Polarisationswinkel und setzt zwischen Kondensor und Objektiv einen Polarisator, so kann man durch Drehen des letzteren das Helligkeitsverhältnis der Felder innerhalb weiter Grenzen ändern, besonders wenn man statt einer Glasscheibe einen Satz nimmt oder einen schwarzen Spiegel an Stelle des Silberspiegels benutzt.

1) Die Anordnungen dürften auch für das Studium der Erscheinungen geeignet sein.

(Eingegangen 22. September 1909.)

F. Löwe (Jena) **Spektroskopische Mitteilungen.** Ein neues achromatisches Objektiv von dem außergewöhnlich großen Öffnungsverhältnis 1 : 1,8 ist, obwohl für andere Zwecke im Zeißwerk konstruiert, in einem improvisierten Spektrographen erprobt worden. Aus den Versuchsaufnahmen, die im Originale projiziert wurden, geht hervor, daß das Objektiv ein ebenes Bildfeld hat, in dem die Spektrallinien von $\lambda = 400\ \mu\mu$ bis $\lambda = 700\ \mu\mu$ in gleicher Schärfe erscheinen.

Die Spektra der Normalkerze, mit verschiedenen Belichtungszeiten aufgenommen, zeigen beim Vergleich mit Aufnahmen des früher beschriebenen Spektrographen, mit Teilkreis[1]), — wobei für die gleiche Dispersion und die gleiche angulare Spaltbreite beider Spektrographen Sorge getragen wurde —, daß die zu erwartende Steigerung der Lichtstärke nahezu erreicht wurde.

Zweiter Gegenstand der Mitteilungen war eine photographische Plattensorte von sehr gleichmäßiger Empfindlichkeit im sichtbaren und ultravioletten Spektrum, die „Proceß-Panchromatic-Platte" der Firma Wratten & Wainwright, Croydon bei London.

Ein und dasselbe Spektrum zeigte auf dem Projektionsschirme Spektrallinien von jenseits $\lambda = 700\ \mu\mu$ bis unter $\lambda = 240\ \mu\mu$.

Wegen ihrer hohen Empfindlichkeit im Rot werden die Platten vollständig im Dunkeln in die Kassetten gelegt und entwickelt; 10 proz. Adurol-Entwickler liefert in 3 Minuten ein völlig ausentwickeltes Negativ von feinem tiefschwarzen Korn.

1) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **26**, 330, 1906.

(Eingegangen 14. Oktober 1909.)

H. Lehmann (Jena), **Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel.** Gabriel Lippmann bediente sich im Jahre 1891 zur Erzeugung seiner Interferenzfarbenphotographien des Quecksilberspiegels, mit dem er die durchsichtige, lichtempfindliche Schicht in unmittelbare Berührung brachte. Hierbei dringt der Lichtstrahl durch die empfindliche Schicht hindurch, wird vom Quecksilberspiegel in sich selbst reflektiert und bildet nun innerhalb der Schicht die von Otto Wiener im Jahre 1888 entdeckten stehenden Lichtwellen. Die nachfolgende Entwicklung der so belichteten Schicht scheidet nun nur an den Schwingungsbäuchen Silber aus, so daß die Schicht ihrer Dicke nach parallel der Oberfläche von dünnen Lamellen durchsetzt wird, deren Abstand voneinander gleich der halben Wellenlänge des jeweils wirksam gewesenen Lichtes ist. Diese Lamellen hat man nach Zenker, der die erste stichhaltige Theorie der von Becquerel im Jahre 1848 entdeckten Interferenzfarbenphotographie aufstellte, Zenkersche Blättchen genannt; nach dem Vorgang von O. Wiener kann man sie auch als Elementarspiegel bezeichnen. Nach der Theorie der Farben dünner Blättchen wird nun von der so entwickelten Schicht nur solches Licht reflektiert, dessen halbe Wellenlänge gleich dem Abstand der Elementarspiegel ist, d. h. das Bild erscheint in den natürlichen Farben. Nach diesem Verfahren lassen sich nicht nur homogene Farben, sondern auch komplizierte Mischfarben und reines Weiß wiedergeben, wie die hier vorgeführten Beispiele zeigen sollen, die mittels der vom Zeißwerk in Jena hergestellten Spezialapparate gewonnen wurden: zunächst eine Spektrumaufnahme, die infolge der Mitwirkung der Oberflächenreflexion durch Interferenz mit der farbigen Tiefenwelle noch nicht die richtigen Farben zeigt.

Das nächste Bild gibt das Spektrum nach Beseitigung der Oberflächenwelle wieder, indem nach dem Vorgang von O. Wiener eine keilförmige Glasplatte aufgekittet wurde. Die nächsten beiden Bilder, ein Stilleben und die Reproduktion eines Gemäldes des Jenaer Künstlers Kuithan, sollen dartun, was man ungefähr bei der Wiedergabe von Mischfarben und reinem Weiß erreichen kann. Die hierzu erforderlichen Platten werden von der Trockenplattenfabrik von R. Jahr in Dresden nach meinen Angaben hergestellt.

Das hier beschriebene Lippmannsche Verfahren besitzt die Unbequemlichkeit, daß man zu seiner Ausübung einer besonderen Kassette, der Quecksilberkassette, bedarf. Aber abgesehen davon treten bei der Verwendung des Quecksilberspiegels bisweilen chemische Störungen auf, die die Bildqualität sehr in Frage stellen. Man hat daher schon früh versucht, den Quecksilberspiegel durch eine andere Vorrichtung zu ersetzen.

Das ältere Verfahren E. Becquerels, der sich des Silberspiegels bedient, scheidet wegen der Nichtfixierbarkeit seiner Bilder von vornherein aus.

Hier kommt zunächst Hermann Krone, der derzeitige Altmeister und Senior der photographischen Kunst, in Betracht, der Interferenzbilder im Jahre 1894 ganz ohne Metallspiegel anfertigte. Er ließ einfach das Licht an der Oberfläche der empfindlichen Schicht reflektieren. Hier sehen Sie eine auf diese Weise hergestellte Spektrumphotographie, die im Vergleich zu der mit Quecksilberspiegel hergestellten viel weniger leuchtend erscheint. Das kommt daher, daß der einfallende Strahl wesentlich intensiver ist als der reflektierte, so daß sich die stehenden Wellen nicht rein genug ausbilden können.

Um also einen gleichartigen Ersatz für den

Quecksilberspiegel zu erlangen, muß man unbedingt zur metallischen Reflexion zurückkehren. Meines Wissens sind aber hierin lange Zeit keine positiven Resultate erzielt worden. Erst vor einem Jahr beschrieb der Amerikaner Ives ein Verfahren, mittels dessen er brauchbare Bilder erzielt haben will. Er versilberte eine Zelluloidfolie und preßte sie mit der Silberschicht auf die noch nasse und aufgequollene Bromsilbergelatineschicht. Er gibt aber vorsichtigerweise auch gleich die Nachteile dieses Verfahrens an: die Schicht trocknet unter der Folie erst nach Tagen, wodurch die empfindliche Schicht natürlich verdirbt, und dann bleibt „öfters" das Silber teilweise an der Gelatine hängen, wenn man die Folie abzieht, was zum Zweck der Entwicklung geschehen muß.

Aber schon drei Jahre vorher, im Jahre 1905, habe ich den Quecksilberspiegel durch einen festen Metallspiegel zu ersetzen versucht. Es gelang mir, das Spektrum mittels eines Zinnspiegels zu photographieren. Mischfarbenaufnahmen zeigten jedoch keine Spur von Farbe.

Erst in diesem Jahre habe ich diese Versuche mit besseren Mitteln fortgesetzt, und ich will jetzt hierauf etwas näher eingehen.

Am einfachsten dürfte wohl im allgemeinen das Verfahren erscheinen, einen festen Metallspiegel, etwa ein versilbertes Glas, gegen die empfindliche trockene Schicht der in der gewöhnlichen Weise auf eine Glasplatte präparierten kornlosen Platte zu drücken, wie es wohl auch schon von anderen versucht worden sein wird. Doch erreicht man durch bloßes Aneinanderlegen der Platten in den gewöhnlichen Kassetten nicht das Ziel, der Kontakt ist nicht innig genug. Ich konstruierte daher eine besondere Druckkassette, wie Sie eine solche hier sehen. Hier wird die durchsichtige empfindliche Platte mit der Glasseite auf eine 1 cm dicke Spiegelglasplatte gelegt. Auf die empfindliche Schicht kommt die Silberseite einer nur 0,5 mm dicken, gut versilberten Spiegelglasplatte, die nun mittels eines am Stahldeckel befestigten Gummipolsters nach Art einer kleinen Kopierpresse sehr stark angepreßt wird. Dieses Bild zeigt eine Spektrumaufnahme mit dieser Kassette auf einer Jahrschen Platte, die auf gewöhnlichem Solinglas präpariert ist. Man bemerkt hier eine große Anzahl von Kurvensystemen, die man jedoch nicht etwa als Newtonsche Farbenringe aufzufassen hat, was man zunächst wohl annehmen könnte; denn es wird sich ja an vielen Stellen eine Luftschicht zwischen Gelatineschicht und Spiegel befinden, da die Platten nie ganz plan sein können. Diese Kurven entsprechen vielmehr den Durchschnittslinien der Elementarspiegel mit der Schichtoberfläche, denn diese ist jetzt nicht mehr an allen Stellen parallel mit den Elementarspiegeln, die ihrerseits aber dem Metallspiegel parallel verlaufen. Bei der Betrachtung der Platte im weißen Licht interferiert nun die farbige Tiefenwelle mit der weißen Oberflächenwelle, und da nach O. Wiener die Phasen dieser beiden Wellen im allgemeinen verschieden sind, resultiert eine gegen die natürliche Farbe verschiedene, welche Variation in der Nähe der beschriebenen Durchschnittskurven wegen der dort herrschenden starken Phasenänderungen besonders stark auftritt. Die Richtigkeit dieser Erklärung beweist der Umstand, daß die farbigen Kurven nach Beseitigung der Oberflächenreflexion verschwinden, nur dunkle Kurven bleiben sichtbar, da ja die Interferenzfähigkeit mit der Entfernung vom reflektierenden Spiegel abnimmt und somit eine Intensitätsverminderung in den Schwingungsbäuchen eintritt. Dort, wo die zwischen Schicht und Spiegel befindliche Luftschicht am größten wird, befinden sich aus diesem Grunde auch die dunkelsten Stellen im Bilde; dort ist die Leuchtkraft nicht größer als bei einer ganz ohne Spiegel (nach H. Krone) hergestellten Aufnahme, wie sie vorhin gezeigt wurde.

Wenn man nun die empfindliche Schicht auf gutes Spiegelglas präpariert, so treten keine so großen Intensitätsunterschiede im Bilde mehr auf, ganz im Einklang mit der soeben gegebenen Theorie, dagegen wird die Anzahl der Kurvensysteme größer, wie es diese Aufnahme zeigt.

Je besser also der Kontakt ist, um so besser wird das Resultat sein. Mit Spiegeln aus versilbertem Glas kommt man nun nicht weiter; Glas ist nicht elastisch genug bei den praktisch verwendbaren Dicken. Ich verwendete daher versilberte Zelluloidfolien von ungefähr 0,01 mm Dicke. So erreichte ich ein fast vollkommenes Anschmiegen des Spiegels an die empfindliche Schicht, wie diese Spektrumaufnahme zeigt. Hier treten die oben erwähnten Kurvensysteme nicht mehr auf, nur kleine vom Grunde verschiedenfarbige Punkte sind noch bemerkbar, die sich aber bei Entfernung der Oberflächenreflexion durch Aufkitten eines Glaskeiles in dunkle Punkte verwandeln, die aus größerer Entfernung nicht mehr zu sehen sind, wie dieses Bild zeigt.

Die Rückseite dieser Spektrumaufnahmen gibt ebenso wie die mit Quecksilberspiegel hergestellten die Farben besonders rein wieder, wie folgende Aufnahme zeigt, und ebenso durchzogen von dunklen Streifen, die nach O. Wiener den Schnittkurven der Elementarspiegel mit der Grenzfläche Schicht-Glas entsprechen.

Auf gleiche Weise habe ich auch Mischfarbenaufnahmen hergestellt, die in Farbe und Leuchtkraft den mit Quecksilberspiegel hergestellten nicht nachstehen; Sie sehen hier den allerersten Versuch: eine Landschaft und ein Blumenstück.

Bei Benutzung der Druckkassette treten chemische Störungen auf der Bildoberfläche, wie sie oft bei der Verwendung des Quecksilbers erscheinen, nicht mehr auf.

Aber den idealsten Fall stellt die Druckkassette noch nicht dar, sie ist eben ein Spezialapparat, wenngleich der Preis nur den dritten Teil beträgt von dem einer Quecksilberkassette. Der idealste Fall ist offenbar die Verwendungsmöglichkeit der kornlosen Platte in gewöhnlichen Kassetten und ohne jede Änderung der Mattscheibe und der Einstellskala, wie sie bei der Schwarz-Weißphotographie verwendet werden. Das ist aber nur möglich, wenn man die empfindliche Schicht nicht auf Glas, sondern auf der spiegelnden Fläche selbst präpariert.

So habe ich z. B. die Emulsion auf die Silberseite von versilberten Spiegelglasplatten gegossen. Derartige Platten habe ich genau wie gewöhnliche Platten der Lichtwirkung ausgesetzt und dann entwickelt. Dieses Bild zeigt eine nach diesem Verfahren hergestellte Spektrumaufnahme. Das Auffallendste hieran ist, daß die Farbenfolge gar nicht senkrecht zur Richtung der Spektrallinien verläuft, die hier von oben nach unten gehen. Der Verlauf dieser farbigen Streifen entspricht hier wiederum den Durchschnittskurven der Elementarspiegel mit der Schichtoberfläche, die natürlich in den seltensten Fällen parallel zur Spiegelfläche verlaufen wird. Es ist dies also genau derselbe Fall wie bei der oben gezeigten Aufnahme auf einer auf Glas präparierten Platte, die von der Glasseite her projiziert wurde, nur daß dort die Farben unmerklich sind wegen der geringen Reflexion an der Grenzfläche Schicht-Glas, auch ist die Schichtdicke zufällig dort sehr regelmäßig ausgefallen. Die Aufnahme auf der spiegelnden Platte zeigt dagegen infolge der starken Mitwirkung der Oberflächenwelle die „falschen Farben" sehr brillant. Daß die hier herangezogene von Wiener gegebene Theorie dieser Streifen richtig ist, geht daraus hervor, daß diese Streifen genau den Charakter der oben gezeigten annehmen, wenn man die Oberflächenwelle zum größten Teil (vollkommen ist es ja nicht möglich) beseitigt.

Da O. Wiener Streifen dieser Art zuerst beobachtet und erklärt hat[1]), so möchte ich den Vorschlag machen, diese Streifen als „Wienersche Streifen" zu bezeichnen. Aufnahmen der zuletzt beschriebenen Art zeigen also die „Wienerschen Streifen" besonders rein und leuchtend, ebenso wie die weiter oben erwähnten bei Benutzung der „Druckkassette" und der versilberten Spiegelglasplatte entstehenden farbigen Kurvensysteme, welche jedoch in ihrer äußeren Form wesentlich von den von O. Wiener zuerst erklärten Phänomen abweichen.

1) Wied. Ann. **69**, 504, 1899.

Die „Wienerschen Streifen" umfassen aber eine besondere Gruppe von Erscheinungen, die infolge des Durchschneidens einer Begrenzungsfläche der empfindlichen Schicht durch die Elementarspiegel entstehen.

Von den mannigfaltigen Erscheinungen, die an Interferenzfarbenphotographien auftreten sind nunmehr folgende nach ihrem Urheber, Beobachter oder Erklärer benannt worden:

1. Die Zenkerschen Blättchen,
2. die Zenkerschen Streifen[1]),
3. der Meslin-Wienersche Interferenzstreifen[2]),
4. die Wienerschen Streifen.

Die zuletzt beschriebenen Aufnahmen mittels der auf dem festen Spiegel präparierten Platten besitzen aber noch eine andere Eigentümlichkeit: beseitigt man nämlich die Oberflächenreflexion (einfach etwa durch Eintauchen in die Wienersche Benzolküvette), so ist von einer Farbe so gut wie nichts mehr zu sehen. Diese Erscheinung ist rein chemisch zu erklären: der Entwickler hat hier von der falschen Seite her auf die Schicht gewirkt, dort nämlich, wo die stehenden Wellen nicht mehr genügend rein ausgebildet sind. Dadurch wird an dieser Stelle der Niederschlag unnötig dicht, so daß die farbige Tiefenwelle nur unvollkommen oder überhaupt nicht mehr entsteht. Mischfarben, die auch bei Verwendung von Glasplatten auf der Rückseite nicht erscheinen, sind natürlich mit den Spiegelplatten erst recht nicht zu erzeugen. Aber abgesehen davon würde der spiegelnde Untergrund immer zu Störungen der Farben Veranlassung geben, und überdies muß das Bild von der Seite her betrachtet werden, auf der es mit dem Spiegel in Berührung kam.

Daraus geht die Notwendigkeit hervor, den Spiegel nach der Belichtung zu entfernen. Ich habe zu diesem Zweck verschiedene bekannte Verfahren der chemischen Auflösung des Silbers angewandt, z. B. Lösungen von Kaliumpermanganat oder Ammoniumpersulfat in verdünnter Schwefelsäure usw., die unter normalen Umständen das unreduzierte Bromsilber nicht angreifen. Bei der kornlosen, d. h. der silberarmen und ungereiften Emulsion versagen aber diese Methoden. Das latente Bild verschwindet mit dem Silber.

Somit bleibt nur noch ein Weg übrig, die empfindliche Schicht abziehbar auf die Spiegelfläche zu präparieren. Es gelingt dies nur unter Einschaltung einer geeigneten Zwischenschicht, und zwar muß diese von so geringer Dicke sein, daß sie optisch so gut wie indifferent ist.

1) Ann. d. Phys. **20**, 723, 1906.
2) Wied. Ann. **69**, 518, 1899.

Ferner ist die nur etwa 0,01 mm dicke empfindliche Schicht mit einem geeigneten Support zu versehen, der Schichtverzerrungen verhindert, die ein Zerstören der Elementarspiegel und somit der Farbenwirkung zur Folge haben würden.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist es mir gelungen, sowohl Spektralfarben als auch Mischfarben mit derselben Reinheit und Leuchtkraft zu erzielen, wie man sie sonst nur mit dem Quecksilberspiegel erhält. Diese Versuche wurden erst in den letzten Tagen angestellt, so daß es noch an geeignetem Demonstrationsmaterial fehlt; auch ist der Träger der empfindlichen Schicht noch zu dünn gewählt worden, so daß eine Kräuselung der Schicht eintrat. Doch zeigen die Präparate bereits den vollen Erfolg: hier eine Spektrumaufnahme, die provisorisch auf einer Glasplatte befestigt ist. In gleicher Weise ist eine Mischfarbenaufnahme behandelt. Da man Mischfarbenaufnahmen ohne Beseitigung der Oberflächenreflexion nicht gut projizieren kann, so lasse ich das Präparat selbst herumgehen. Sie werden deutlich die große Brillanz der Interferenzfarben im reflektierten Licht erkennen.

Das Arbeiten mit den zuletzt beschriebenen Spiegelplatten gestaltet sich sehr einfach: die Spiegelplatten werden genau wie die gewöhnlichen Platten ohne Ergänzung oder auch nur Änderung des Apparates, sogar bei derselben Einstellung (natürlich mit dem vor das Objektiv geschalteten Spezialfilter) exponiert. Vor der Entwicklung hat man nur die ziemlich dicke Folie mit der empfindlichen Schicht abzuziehen, was sehr leicht vonstatten geht, und dann wie gewöhnlich zu entwickeln.

Die Trockenplattenfabrik von R. Jahr in Dresden hat sich bereit erklärt, diese Spiegelplatten herzustellen, so daß zu hoffen ist, daß dieses interessanteste aller Farbenverfahren weitere Anhänger gewinnt.

Vorläufig wird nun allerdings die Interferenzfarbenphotographie auch in ihrer vereinfachten Form immer noch z. B. durch Lumières Autochromplatte hinsichtlich der praktischen Verwendungsmöglichkeit übertroffen, da die durch sie erzielten Bilder, so reizvoll sie auch an sich erscheinen mögen, nur als Spiegel, nicht als Körperfarbenbilder wirken und deshalb nur mittels geeigneter Vorkehrungen in der richtigen Weise betrachtet bzw. projiziert werden können.

Dagegen wird die Interferenzfarbenphotographie für den Physiker dauernd eines der reizvollsten Demonstrationsmittel bilden.

(Eingegangen 23. September 1909.)

R. Ladenburg (Breslau), Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in leuchtendem Wasserstoff. (Vergl. hierzu den Aufsatz des Vortragenden: Über Absorption und Magnetorotation in leuchtendem Wasserstoff, diese Zeitschr. **10**, 497, 1909).

Diskussion.

Stark: Vielleicht ist es interessant, darauf hinzuweisen, daß der Zusammenhang, den Sie hier festgestellt haben, zwischen der Zahl der Dispersionselektronen für die rote Wasserstofflinie und der Stromamplitude, ebenfalls festgestellt worden ist zwischen der Lichtintensität und der Stromintensität. Die Lichtintensität der roten Wasserstofflinie in der positiven Säule ist in weiten Grenzen der Stromstärke proportional, ebenso ist die Ionenzahl bei konstantem Druck proportional der Stromstärke. Und so dürfte wohl auch von dieser Seite her die Hypothese sich bestätigen, daß der Träger der Wasserstoffserie das positive Atomion ist.

W. Steubing (Aachen), Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfs.

I. Allgemeines.

Die ersten Beobachtungen über die Fluoreszenz von Quecksilberdampf stammen von W. N. Hartley[1]), der durch Erregung mit Bleikadmium- und Zinkkadmiumfunken grünliche Fluoreszenz erhielt und das Absorptionsspektrum des Dampfs vom sichtbaren Spektrum bis ins Ultraviolett (etwa λ 2000 A.-E.) photographisch aufnahm. Er fand dabei einen starken Absorptionsstreifen zwischen λ 2571 A.-E. und 2526 A.-E., im ganzen übrigen Spektrum glaubte er Durchlässigkeit bis λ 2000 feststellen zu können.

Neuerdings, nach Abschluß vorliegender Arbeit, hat R. W. Wood[2]) über die Resultate berichtet, die er bei eingehenden Untersuchungen über Fluoreszenz und Absorption des Quecksilberdampfs erhielt. Er photographierte die Fluoreszenz vom sichtbaren Gebiet (gelb-grün) bis ins Ultraviolett (etwa λ 3000 A.-E.), entdeckte die Fluoreszenz der Linie 2536 und verfolgte ausführlich die dabei auftretenden Erscheinungen der anomalen Dispersion und magnetischen Drehung. Er stellte ferner das Auftreten dieser Linie in Absorption fest, ihre asymmetrische Verbreiterung mit wachsendem Dampfdruck u. a. Dagegen entging Wood, da er sich im wesentlichen auf das Gebiet oberhalb λ 2400 A.-E. beschränkte, die theoretisch wich-

1) W. N. Hartley, Proc. Roy. Soc. **78**, 428, 1905.
2) R. W. Wood, diese Zeitschr. **10**, 425 u. 466, 1909.

tige von kürzeren Wellen bis ca. λ 2346 A.-E. reichende Fluoreszenzbande, die selbst bei niedrigen Drucken wahrnehmbare, mit ersterer zusammenfallende Absorptionsbande und die Fluoreszenzlinie 2346.

II. Grundlagen der Untersuchung.

Der Zweck meiner Untersuchung war, am Quecksilberdampf eine Theorie in ihren Konsequenzen zu prüfen, die von Herrn Stark[1]) über Fluoreszenz und Entstehung der Bandenspektra aufgestellt wurde. Nach dieser Theorie sind die Zentren der Emission und Absorption des Bandenspektrums unterhalb λ $1 \cdot 10^{-6}$ cm negative Elektronen, die an der Oberfläche der chemischen Atome liegen und sich unter Aufwand einer bestimmten Energie abtrennen lassen. Bei ihrer Wiederanlagerung an das Atom führen derartig abgetrennte „Valenzelektronen" eine allmählich abklingende Reihe von Schwingungen aus oder, anders ausgedrückt, emittieren ein Bandenspektrum. Das vollständige Bandenspektrum eines Valenzelektrons besteht aus zwei Teilen, einem nach Rot zu liegenden nach Violett zu abschattierten Bandenspektrum (das langwellige) und einem genetisch gekoppelten, das im Gebiet der kürzeren Wellen liegt und nach längeren Wellen verläuft (das kurzwellige). — Fluoreszenz eines Körpers kommt dadurch zustande, daß in seinem kurzwelligen Bandenspektrum Licht zur Absorption gebracht und dieses erregt wird, wodurch gleichzeitig das gekoppelte langwellige zum Mitschwingen, d. h. zur Fluoreszenz gebracht wird. Wenn somit die Fluoreszenz durch Abtrennung eines Elektrons vom Atom bedingt ist, folgt notwendigerweise, daß der betreffende Körper im gas- oder dampfförmigen Zustand während der Fluoreszenz ionisiert sein muß. — Diese Valenzelektronenhypothese bietet ferner die Möglichkeit, mit Hilfe der Lichtquantentheorie eine untere Grenze für die Lage des Bandenspektrums voraus zu berechnen.

Diese kurz skizzierte Theorie von der Fluoreszenz und Entstehung des Bandenspektrums diente zur Untersuchung der Fluoreszenz des Quecksilberdampfes und führte zur Auffindung des vorerwähnten Bandenspektrums in Emission, Absorption und Fluoreszenz, dessen spektrale Lage und Abschattierung der Erwartung entsprach; des weiteren wurde der Nachweis starker Ionisierung des Quecksilberdampfs während der Fluoreszenz geführt und festgestellt, daß zwischen Erregungsart, Ionisierung und Absorption des erregenden Lichts Beziehungen bestehen, die aus obigem erklärbar sind.

Wie die folgende Berechnung zeigt, mußte das kurzwellige Bandenspektrum im zugänglichen Ultraviolett liegen.

Nach dem Planckschen Gesetz beträgt die Energie, die ein elektromagnetischer Resonator empfängt:

$$e = \frac{h \cdot c}{\lambda},$$

worin c Lichtgeschwindigkeit, λ Wellenlänge und h das Plancksche Wirkungselement $= 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg/sec bedeutet. — Kennt man die Energie, die mindestens nötig ist, um diesen Resonator — hier das Valenzelektron — von seinem Atom abzulösen, so kann man aus obiger Gleichung die untere Grenze für die Wellenlänge des vom Valenzelektron emittierten Lichts bestimmen. Beim Quecksilber ist die Energie, die zur Abtrennung des Elektrons erforderlich ist, durch die Ionisierungsspannung und die Ionenladung gegeben. Erstere ist nach früheren Untersuchungen[1]) etwa 7 Volt $= 2{,}33 \cdot 10^{-3}$ elektrostat. Einh. Da die Ionenladung zu $4{,}69 \cdot 10^{-10}$ anzunehmen ist, ergibt sich für $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ $2{,}33 \cdot 10^{-3}$. Wir erhalten also:

$$\frac{469 \cdot 10^{-10} \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-3} = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda}$$

oder $\lambda = 179\ \mu\mu$.

III. Untersuchungsmethoden.

Über die Untersuchungsmethoden sei kurz folgendes bemerkt. Zu den photographischen Aufnahmen im sichtbaren Spektrum diente der Herrn Stark von der Berliner Akademie der Wissenschaften zur Verfügung gestellte und von ihm beschriebene äußerst lichtstarke Spektrograph[2]). Die Aufnahmen wurden auf Agfa-Isolarplatten, teils Schleußnerplatten, gemacht und mit Rodinal entwickelt. Zur Untersuchung des ultravioletten Gebiets wurde ein kleiner Quarzspektrograph von Fueß, konstruiert von Gehrcke und Reichenheim[3]), benutzt. Der Apparat hat sphärisch korrigierte Objektive von 15 cm Brennweite für *Na*-Licht und ein Öffnungsverhältnis F : 5. Prismastellung und Kassettenneigung sind nicht variabel. Da der Apparat unterhalb λ 2000 sehr lichtschwach war, wurde die Justierung geändert und das Prisma, dessen stärkere Teile das kurzwelligste Licht völlig absorbierten, so montiert, daß die dünnsten Teile des Prismas die Objektivöffnung füllten und das Prisma für etwa λ 2100 im Minimum der Ablenkung stand. Die Lichtstärke stieg durch diese Änderung im Gebiet unterhalb 2000 etwa auf das Zehnfache. Allerdings war es so unmöglich, das ganze ultra-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; Ann. d. Phys. 4, 525, 1904.

1) J. Stark, T. Retschinsky u. A. Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. **18**, 245, 1905.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 818, 1908.

3) O. Reichenheim, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **28**, 340, 1908.

violette Spektrum gleichzeitig bei dieser Prismenstellung scharf zu erhalten. Da die gewöhnlichen Gelatinetrockenplatten von etwa λ 2100 ab ganz unempfindlich sind, wurden nach dem Vorgange Schumanns gelatinearme Trockenplatten angefertigt. Unter gewissen Abänderungen des Schumannschen Verfahrens gelang mir die Herstellung von Platten, die bei ziemlicher Schichtdicke gleichmäßig empfindlich waren vom äußersten Ultraviolett bis zum sichtbaren Spektrum und was Klarheit und Schwärzung angeht, den gewöhnlichen Trockenplatten (z. B. Σ-Platte von Lumière) überlegen waren. Über ihre Empfindlichkeit sei bemerkt, daß bei zwei Sekunden Expositionszeit das Aluminiumtriplett 1854 überexponiert war, mit einem Spalt von 0,02 mm und Belichtung durch einen mittelstarken *Al*-Funken. Die Entwicklung geschah durch Rodinal 1 : 10.

Zur Untersuchung der Emission des Quecksilbers wurden drei Quarzlampen von Heraeus benutzt. Außerdem wurden in einer Röhre aus Quarzglas Aufnahmen am Glimmstrom gemacht, sowohl von der positiven Säule, wie von der negativen Glimmschicht [1]). Zum Betriebe diente eine Hochspannungsdynamomaschine von 3000 Volt Spannung; die Stromstärke variierte zwischen 5 und 70 Milliampere bei den verschiedenen Aufnahmen. Die Expositionszeiten betrugen je nach Stromstärke 10' bis 90'.

Zu den Fluoreszenz- und Absorptionsaufnahmen diente ein Quarzgefäß von der gezeichneten Gestalt (Fig. 1). In das sorgfältig gereinigte Gefäß wurde eine kleine Menge Quecksilber gebracht, durch Auskochen entluftet und nach sorgfältigstem Evakuieren mit einer Gaedepumpe abgeschmolzen. Jede Beimengung von Luft und anderen Gasen drückt die Fluoreszenz erheblich herab, obwohl die Erregung auch bei Gegenwart von Luft nach sehr starkem Anheizen möglich wird (vgl. auch die Ionisierung!). Um das Gefäß war eine Heizspirale gelegt, um beliebigen Dampfdruck herstellen und konstant halten zu können. Zu den Fluoreszenzaufnahmen wurde das zylindrische Gefäß vertikal vor den Spalt des Spektrographen aufgestellt und von oben belichtet, so daß kein direktes Licht von dem erregenden Funken in den Apparat gelangen konnte. Bei den Absorptionsaufnahmen befand sich das Quarzgefäß horizontal zwischen dem Spalt und der Lichtquelle, die in der Achsenrichtung des Kollimatorrohrs aufgestellt war. Zur Erregung der Fluoreszenz wurden Funkenstrecken aus Kadmium, Zink, Antimon, Aluminium und Wolfram-Eisenlegierung benutzt. Letztere wurde auch als Absorptionslichtquelle benutzt, da sie durch die zahlreichen, ziemlich gleich intensiven Linien, die nahezu bis 1850 reichen, besonders geeignet erschien.

Gefäss für Fluoreszenz u. Absorption

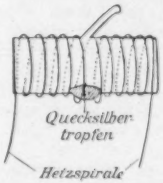


Fig. 1.

1) Während bei sämtlichen Lichtbogenaufnahmen und solchen der positiven Säule im Glimmstrom nur die vier schon von J. Stark und S. Kinoshita aufgefundenen Linien auftraten (Ann. d. Phys. **21**, 473, 1906) zeigten sich in dem negativen Glimmlicht eine Reihe weiterer zum Teil intensiver Linien, die offenbar als Fortsetzung des von J. Stark (Ann. d. Phys. **10**, 490, 1905) aufgefundenen zweiten Linienspektrums des Quecksilbers zu deuten sind. Sämtliche Linien sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben. Für die Wellenlängenmessung dienten die Aluminiumlinien als Normalen. Als Maß für die Intensität würde „Linienbreite × Schwärzung" gewählt und als Intensitätseinheit (Schwärzung = 1 und Breite = 1) diente bei den Glimmlichtlinien die schwache aber gut meßbare Linie 1925 A.-E., bei den Bogenlinien die Linie 2053. Angabe der Schwärzung allein für die Intensität einer Linie führt zu augenscheinlich unrichtigen Werten, während das Produkt Linienbreite × Schwärzung Werte liefert, die mit der bisher üblichen okularen Schätzung in guter Übereinstimmung stehen und sich genauer fixieren lassen. Die Breite wurde mikroskopisch gemessen und die Schwärzung mit Hartmanns Mikrophotometer bestimmt (Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **19**, 97, 1899). Die Zahlenangaben sind Mittelwerte aus mindestens vier verschiedenen Aufnahmen.

Wellenlänge in A.-E.	Intensität = Schwärzung × Breite		
	im Bogen $\mathcal{J}$	im neg. Glimmlicht $\mathcal{J}$	
1867	—	1,66 × 1,00 = 1,66	Intensität
1873	—	1,27 × 1,00 = 1,27	weg. über-
1898	—	1,02 × 1,00 = 1,02	gelagerter
1903	—	1,30 × 1,75 = 2,28	Banden
1925	—	1,00 × 1,00 = 1,00	unsicher!
1940	1,40 × 5,00 = 7,00	2,52 × 6,25 = 15,74	
1946	—	sehr schwach	
1954	—	sehr schwach	
1971	1,37 × 5,00 = 6,85	1,71 × 4,25 = 7,27	
1976	—	1,03 × 1,75 = 1,80	
1985	—	1,33 × 2,75 = 3,66	
2000	1,29 × 5,26 = 6,80	nur angedeutet	
2021	—	1,42 × 1,75 = 2,49	
2025	—	1,53 × 3,50 = 5,36	
2053	1,00 × 1,00 = 1,00	2,07 × 5,75 = 11,90	

Ferner war auf allen Quecksilberaufnahmen bei λ 1855 A.-E. ein kurzwelliges Bandenspektrum vorhanden, das wahrscheinlich dem Luftsauerstoff zuzuschreiben ist, der durch das Quecksilberlicht zur Fluoreszenz erregt wird. Dieselbe Bande fand sich auch im Aluminiumfunken in Luft wieder. Dies leicht zu erhaltende Bandenspektrum machte jede eingehende Untersuchung der Emission und Absorption des Quecksilbers in diesem Gebiet mit den gegenwärtigen Mitteln unmöglich. Eine ausführliche Untersuchung des Sauerstoffs soll demnächst folgen.

IV. Das Bandenspektrum des Quecksilbers.

Über ein Bandenspektrum des Quecksilbers sind wir durch eingehende Untersuchungen von Eder[1]) und Valenta orientiert. Es liegt von λ 4517 bis etwa λ 3200, d. h. in dem Gebiet, in dem nach Hartley Quecksilberdampf fluoresziert. Die Banden verlaufen von Rot zum Violett, bilden also den langwelligen Teil des Bandenspektrums des Quecksilberatoms. Die Beobachtungen von Eder und Valenta wurden an der positiven Lichtsäule gemacht; wenn eine entsprechende Bande in Absorption bisher weder von Hartley noch Wood gefunden wurde, so dürfte dies daran liegen, daß die angewandten Schichtdicken zu gering waren. Nach Beobachtungen von P. le Roux[2]) und R. J. Strutt[3]) soll Quecksilberdampf in der Durchsicht blau sein. Das langwellige Bandenspektrum in der positiven Säule aufgelöst zu erhalten, gelang mir unter Anwendung des großen Prismenspektrographen nicht, obgleich deutliche Abstufungen in der Intensität vorhanden waren. Unter diesen Umständen mußte eine Aufnahme derselben Bande in Fluoreszenz aussichtslos sein und es handelte sich nur um Aufsuchung der gekoppelten kurzwelligen Bande, die nach der Berechnung oberhalb λ 179 liegen mußte. Das Vorhandensein einer nach längeren Wellen zu laufenden, d. i. kurzwelligen Absorptionsbande wurde durch eine Reihe von Aufnahmen bei allmählich gesteigertem Dampfdruck festgestellt (Fig. 2). Selbst bei recht niedrigem Dampfdruck ist eine Absorption im Gebiet 1850 unverkennbar. Wurde der Heizstrom bedeutend erhöht, so rückte die Bande allmählich bis etwa λ 2346 vor, während gleichzeitig die Absorptionslinie 2536 in ihrer asymmetrischen Verbreiterung nach Rot zu verfolgen war (vergl. Fig. 2[4]). Das umgekehrte Verhalten scheint die Linie 2346 zu besitzen; sie ist schwieriger zu beobachten, da sie in das Ende der Bande fällt, außerdem wie auch in Fluoreszenz (s. weiter unten) wesentlich schwächer als 2536 ist. Doch lassen die Absorptionsaufnahmen e und f die scharfe Begrenzung nach längeren Wellen und das Vorrücken der Absorptionen nach kürzeren erkennen. In Emission zeigte sich die kurzwellige Bande in den Photographien vom Lichtbogen sowohl wie in allen Aufnahmen am Gümmstrom. Störend waren hierbei nur die zahlreichen übergelagerten Linien des Linienspektrums. Außerdem war der kurzwelligste Teil infolge der starken Absorption des Quecksilberdampfs und der Quarzabsorption des Apparats nicht zu erhalten. Besser traten die Einzelheiten, d. h. die Abschattierung in den Fluoreszenzaufnahmen zutage (Fig. 3). Die Fluoreszenz war am intensivsten anzuregen mit dem *Al*-Funken. Aber nicht nur hinsichtlich der Intensität, sondern auch der Farbe zeigten sich deutliche Unterschiede in der Fluoreszenz im sichtbaren Gebiet, die nach der Theorie aus dem genetischen Zusammenhang des kurzwelligen mit dem langwelligen Bandenspektrum wohl erklärbar sind. Dem kurzwelligsten Teil (Kopf) der ultravioletten Bande entspricht der langwelligste Teil (Kopf) der sichtbaren Fluoreszenzbande usf. in der Abschattierungsrichtung. Wird somit die ultraviolette Bande hauptsächlich mit kürzesten Wellen erregt, so spricht der am weitesten nach Rot liegende, in diesem Falle gelbgrüne Teil der sichtbaren Bande am stärksten an. Daher zeigt sich die Fluoreszenz beim *Al*-Funken (maximale Intensität bei 1850) grünlicher als beim *Sö*-, *Fe*-, *Zn*-Funken, die unterhalb $\lambda = 2000$ nur geringe Intensität besitzen. Selbstverständlich ist die Fluoreszenz mit der Quecksilberlampe leicht zu erregen, da die intensiv brennende Lampe vorzugsweise solches Licht emittiert, das fluoreszierender Quecksilberdampf absorbiert. Die Beobachtung ist aber schwierig, da das Auge durch die Lampe stark geblendet und unempfindlich gemacht wird. — Da, wie vorerwähnt, eine Auflösung der sichtbaren Fluoreszenzbande mit dem großen Prismenspektrograph aussichtslos war, wurde sie photographisch nicht weiter untersucht; ebenso mußte der Versuch aufgegeben werden, die kurzwellige Bande in ihrer ganzen Ausdehnung zu fassen, da es mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich war, die Luft und damit die störende Bande bei 1855 auszuschließen, die wahrscheinlich eine kurzwellige Fluoreszenzbande des Sauerstoffs ist (vgl. S. 789, Anm. 1). Außer der langwelligen Fluoreszenzbande wurde von Wood die Fluoreszenz einer Linie bei 2536 aufgefunden. Diese Linie ist sehr leicht zu erhalten und fand sich bei allen Aufnahmen. Außerdem zeigte sich bei den hinreichend lange exponierten noch eine zweite Fluoreszenzlinie 2346. Wurden die Bedingungen richtig gewählt, so traten gleichzeitig beide Linien und die Fluoreszenzbande auf. Man hat bei diesen Aufnahmen mit Schwierigkeiten zu kämpfen: um günstige Fluoreszenz zu erhalten, darf die Dampfdichte nicht zu groß sein, da andernfalls das erregende Licht an der Oberfläche absorbiert wird und nicht tiefer hineindringt; andererseits geht bei zu geringem Dampfdruck das erregende Licht größtenteils hindurch, es fehlt an hinreichender Menge des fluoreszierenden Gases. Die sichtbare Fluoreszenz gibt auch keinen Anhalt für das Maximum der Fluoreszenz im Ultraviolett, da das Absorptionsvermögen des Dampfes für das kurz-

1) Eder u. E. Valenta, Denkschriften. Wien. Akad. **61**, 401. 1894.
2) P. le Roux, Compt. rend. **51**, 171, 1860.
3) R. J. Strutt, Phil. Mag. **4**, 566. 1902; **6**, 76, 1903.
4) Fig. 2 und 3 befinden sich auf Tafel XIV.

wellige und langwellige Bandenlicht verschieden ist.

V. Ionisierung des Quecksilberdampfs.

Daß während der Absorption von Licht in der kurzwelligen Bande bzw. Fluoreszenzerregung der Quecksilberdampf ionisiert war, wurde in folgender Weise festgestellt. Die Untersuchungen wurden nach der von Herrn Stark[1]) andern Orts beschriebenen Leitfähigkeitsmethode ausgeführt. Ihre Anwendungsmöglichkeit ist davon abhängig, daß der Effekt der Gasionisierung durch das ultraviolette Licht wesentlich größer ist, als etwa eine schon vorhandene Leitfähigkeit, so daß diese Ionisierung nicht verschwindend klein ist gegenüber dem lichtelektrischen Effekt.

Das Quecksilber befand sich zu der Messung in einem Quarzgefäß von beistehender Form (Fig. 4).

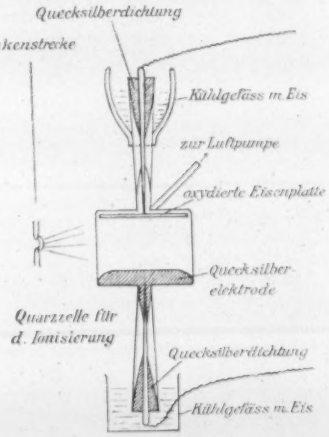


Fig. 4.

Die Zuleitungen zu den Elektroden waren eingeschliffene mit Quecksilber abgedichtete Stahlkonusse; als obere Elektrode wurde eine oxydierte Eisenplatte verwendet, als untere diente das Quecksilber selbst. Angeheizt wurde das Gefäß durch eine Heizspirale. An die Elektroden, zwischen die seitlich das fluoreszenzerregende Licht (Funke oder Quecksilberlampe) fiel, wurde eine bestimmte Spannung mittels einer Batterie kleiner Akkumulatoren gelegt; die Spannung ließ sich variieren von 2 bis 12 Volt. In diesem Stromkreis befand sich außer einem Vorschaltwiderstand und Stromwender das zur Messung der Stromstärken benutzte Drehspulengalvanometer, das eine Empfindlichkeit von etwa $1 \cdot 10^{-9}$ A. besaß. Der bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht beobachtete Strom setzt sich aus zwei Teilen zusammen (s. Fig. 5). Er besteht einmal

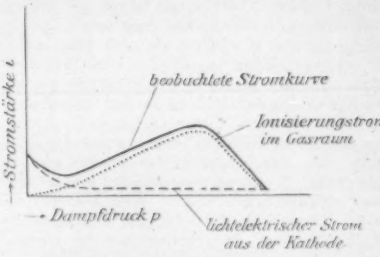


Fig. 5.

aus dem lichtelektrischen Strom aus der Kathode, der sein Maximum im höchsten Vakuum erreicht, und aus dem eigentlichen Strom durch Lichtionisierung des Dampfes. Bei von 0 an wachsendem Druck wächst dieser zu einem Maximum, um wieder abzunehmen, sobald der Dampfdruck so groß wird, daß das ionisierende Licht bereits in der Grenzschicht absorbiert wird. Man hat hier ähnliche Verhältnisse wie bei der Fluoreszenz. Während der Messungen stand der Quarzapparat durch eine nach oben führende Röhre mit der Luftpumpe in Verbindung. In diesem Rohr verdichtete sich beim Anheizen der Quecksilberdampf und erlaubte eine direkte Schätzung des im Gefäß vorhandenen Dampfdrucks durch die Höhe der kondensierten Quecksilbersäule. Vor Beginn der Versuche wurde das Gefäß noch einmal sorgfältigst evakuiert — es zeigte sich wie bei der Fluoreszenzbeobachtung, daß selbst Spuren von fremden Gasen und Verunreinigungen den Effekt erheblich herabdrückten. Sodann wurde das Gefäß allmählich angeheizt, während eine Spannung von 2 Volt an den Elektroden lag, und konstant belichtet, einmal mit der Quecksilberlampe, sodann mit den verschiedenen Funken. Die mit steigendem Dampfdruck vom Galvanometer angezeigten Stromstärken ergaben eine Kurve von der oben gezeichneten Form (s. Fig. 5). Das Maximum der Ionisierung lag etwa bei 18 mm Quecksilberdruck. Bei weiter gesteigertem Druck ging die Stromstärke wieder zurück. Wurde alsdann der Heizstrom unterbrochen, so ließ sich bei der Abkühlung dieselbe Stromkurve beobachten. Bei Belichtung mit der Quecksilberlampe nach konstantem Einbrennen (3,4 Amp. Belast.) und 2 Volt Elektrodenspannung wurde ein Strom von 1×10^{-8} A. im Vakuumgefäß gemessen. Dieser ging beim Anheizen zurück auf

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 614, 1909.

1×10^{-9} A., um ein Maximum von 6×10^{-8} zu erreichen. Wurde die Gaszelle statt mit der Quecksilberlampe mit *Al*-Funken bestrahlt, so ergab sich eine Stromkurve von ähnlicher Gestalt, nur waren die gemessenen Stromstärken etwa viermal kleiner. Der Funken wurde mit einem Induktorium mittlerer Größe, dem eine Leidener Flasche parallel geschaltet war, betrieben. Bei den letzteren Messungen des Ionisierungsstroms ließen sich die analogen Fluoreszenzvorgänge sehr gut verfolgen. Sobald in der Stromkurve das Minimum erreicht war und der durch das Fluoreszenzlicht bedingte Ionisierungsstrom hervortrat, war das Einsetzen der Fluoreszenz zu beobachten, die gemeinsam mit der Ionisierung einem Maximum zustrebte. War letzteres in der Stromkurve überschritten, so war deutlich das Zurückgehen der Fluoreszenz im Innern der Gaszelle zu beobachten, bis schließlich nur noch die Oberflächenschicht am Rande lebhaft fluoreszierte. Dasselbe wiederholte sich umgekehrt bei der Abkühlung. Wurde zwischen die erregende Lichtquelle und die Zelle eine Glasplatte geschoben, so wurde gleichzeitig Ionisierung und Fluoreszenz vernichtet. Irgendwelche Leitfähigkeit des unbelichteten Quecksilberdampfs war selbst bei der höchsten in der Gaszelle vorkommenden Temperatur nicht zu beobachten.

Wie früher bemerkt, zeigten sich in Farbe und Intensität der mit Funken angeregten Fluoreszenz je nach den verwendeten *Al*-, *Cd*-, *Sn*-, *Wo-Fe*-Funken deutliche Unterschiede. Dieselben traten noch in höherem Grade in der Ionisierungsstärke zutage. Während diese beim *Al*-Funken, wie die Fig. 6 zeigt, noch recht erheblich war, war sie beim *Wo-Fe*-Funken um eine Zehnerpotenz kleiner unter sonst gleichen Bedingungen, noch kleiner bei Verwendung des *Sb*-Funkens. Genaue quantitative Untersuchungen waren bei der schwankenden Funkenintensität zwecklos. Diese Verschiedenheit in der Ionisierung lassen sich aber auf Grund der Starkschen Theorie erklären. Wie die Absorption von Licht in der langwelligen Bande weder Fluoreszenz erregen noch Ionisierung hervorrufen kann, so ist auch die Fluoreszenzerregung und Ionisierung um so schwächer, je mehr in längeren Wellen die Bande erregt wird. In dem Grade, wie die Bande mit kürzeren Wellen erregt, d. h. je größere Lichtquanten in ihr zur Absorption gebracht werden, um so stärker muß die Ionisierung sein[1]). Bei Erregung mit längeren Wellen nimmt die Ionisierung rascher ab als die Fluoreszenz, da zur Erregung der letzteren event. auch partielle Abtrennung des Valenzelektrons, also eine kleinere Energiemenge genügt. Bei den Ionisierungsmessungen befand sich die erregende Lichtquelle in einem Abstand von 2—4 cm, da mit der Quecksilberlampe ein Nähergehen wegen der entwickelten Wärme untunlich war. Bemerkenswert war der Einfluß, den die Lage der erregenden Lichtquelle in bezug auf die Elektroden für die Stromstärke hatte. Meist befand sich die Lichtquelle symmetrisch in halber Höhe der Elektroden. Wurde ihre Höhe geändert, so daß der Raum über der Kathode stärker als der an der Anode belichtet wurde, so stieg der Ionisierungsstrom erheblich; wurde der Raum an der Anode abgedeckt, z. B. durch eine Glasplatte, so änderte sich die Stromstärke nur minimal, während sie sehr stark zurückging, sobald der Kathodenraum abgeschirmt und unbelichtet blieb. Da die Stärke eines Ionisierungsstroms hauptsächlich vom Grade der Ionisierung im Gebiete des großen Kathodengefälles abhängt, ist dies erklärlich. Im folgenden sind die Kurven für die Stromstärke wiedergegeben, wenn bei konstanter Belichtung und konstantem Dampfdruck die angelegte Spannung von 2 bis 12 Volt gesteigert

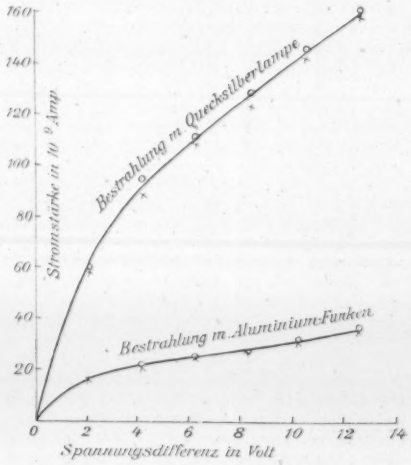


Fig. 6.

wurde. Wie ersichtlich, ist Sättigungsstrom noch nicht erreicht. Wahrscheinlich ist die Erklärung hierfür nicht im Einsetzen der Stoßionisierung zu suchen, da bei dem relativ hohen Dampfdruck die Elektronen nicht die nötige freie Weglänge durchlaufen können, sondern der wirkliche Grund dürfte nach einer Vermutung von Herrn Stark[1]) in der geringen

1) Näheres siehe J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 614, 1909.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 614, 1909.

Abtrennungsgeschwindigkeit der losgelösten Elektronen liegen.

VI. Schluß.

In vorstehender Untersuchung wurde festgestellt, daß ultraviolett belichteter und fluoreszierender Quecksilberdampf ionisiert ist. Die Ionisierung dürfte so zu deuten sein, daß neben negativen Elektronen positive Restatome vorhanden sind. Gleichzeitig mit der Bande wurde das Auftreten der Linie 2536 in Emission, Fluoreszenz und Absorption beobachtet. Es ist interessant, daß an derselben Linie seiner Zeit von Herrn Stark der Dopplereffekt in Kanalstrahlen beobachtet und von ihm dahin gedeutet wurde, daß die Träger dieser Linie positive Atome seien.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Diskussion.

Ladenburg: Darf ich den Herrn Vortragenden fragen, wie hoch die Temperaturen waren?

Vortragender: Die Temperaturen sind in dem Elektrodengefäß erheblich niedriger als 400 Grad gewesen, da der Siedepunkt des Quecksilbers bei Atmosphärendruck ca. 356° ist und die vorhandenen Drucke, wie im Vortrag erwähnt, höchstens einige Zentimeter betrugen.

Ladenburg: Und in dem Absorptionsgefäß?

Vortragender: Da sind sie jedenfalls wesentlich höher gewesen. Ich habe sie nicht gemessen, doch stieg der Dampfdruck auf mehrere Atmosphären.

A. Korn (Berlin), Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode.

Wenn eine Selenzelle[1]) bei einer bestimmten Gesamtintensität $\mathcal{J}$ des auf sie fallenden Lichtes den Widerstand w_0 hat, so wird der reziproke Widerstand der Zelle, nachdem man die Belichtung plötzlich um die Größe $\Delta\mathcal{J}$ vermehrt hat:

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_0} + \alpha\Delta\mathcal{J}f(t); \qquad (1)$$

wir verstehen dabei unter α eine Konstante, unter t die Zeit, gerechnet von dem Momente der Belichtungsvermehrung und unter der Funktion $f(t)$ eine Funktion ihres Argumentes, welche mit wachsendem Argumente asymptotisch gegen eins konvergiert, so daß für

$$\lim t = \infty:$$

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_0} + \alpha\Delta\mathcal{J}$$

und somit die Konstante α als die Empfindlichkeit der Zelle bezeichnet werden kann. Ein solches lineares Gesetz gilt aber mit großer Annäherung nur dann, wenn $\mathcal{J}$ und $\Delta\mathcal{J}$ innerhalb gewisser Grenzen bleiben; das Gesetz wird nicht mehr durch die Erfahrung bestätigt, wenn $\mathcal{J}$ und $\Delta\mathcal{J}$ gewisse Grenzen überschreiten.

Wir wollen aber vorläufig annehmen, daß wir uns innerhalb der Grenzen halten, innerhalb derer ein solches lineares Gesetz gültig ist, und innerhalb derer bei stetigen Belichtungsänderungen in einem Zeitintervall $t_0 t$ die Formel:

$$\left|\frac{1}{w}\right|_t = \left|\frac{1}{w}\right|_{t_0} + \alpha\int_{t_0}^{t}\frac{d\mathcal{J}}{d\tau}f(t-\tau)\,d\tau \qquad (2)$$

gelten wird; es ist von besonderer Bedeutung, die Funktion f wirklich kennen zu lernen.

Wir werden offenbar die Kurve

$$y = \text{const}\,f(t) \qquad (3)$$

erhalten, wenn wir den Ausschlag eines Saitengalvanometers infolge eines durch die Zelle gehenden Stroms einer Akkumulatorenbatterie aufzeichnen, von dem Augenblicke an, in welchem die Belichtung $\mathcal{J}$ den Zuwachs $\Delta\mathcal{J}$ erhält.

Im Laufe der letzten Jahre sind eine große Zahl solcher Kurven aufgenommen worden; dieselben sind nicht für alle Zellen von derselben Form, sie ähneln sich natürlich darin, daß sie von Null ansteigen und sich mit wachsendem t einer Grenzordinate nähern, aber die Art des Anwachsens und der Annäherung ist für verschiedene Zellen recht verschieden. Immerhin hat sich aus allen diesen Kurven die folgende allgemeine Form der Funktion f ergeben: Man kann setzen:

$$y = \alpha\Delta\mathcal{J}\cdot e^{-\beta t^{-\frac{1}{m}}}, \qquad (4)$$

wo α, β, m $(0 < m < \infty)$ drei der Zelle eigentümliche Konstanten sind. Die Konstante α kann man nach wie vor als die Empfindlichkeit der Zelle bezeichnen, denn es ergibt sich für $\lim t = \infty$:

$$y = \alpha\Delta\mathcal{J},$$

die Konstanten β und m sind Trägheitkonstanten; je größer β und m sind, um so schneller wird sich y seinem asymptotischen Werte nähern, und zwar wird die Zahl m noch einen wesentlicheren Einfluß haben, als die Konstante β. Wenn man den Konstanten β und m bestimmte Namen geben will, kann man etwa β als die Trägheitskonstante schlechthin, m als die exponentielle Trägheit bezeichen.

Für die Zwecke der Bildtelegraphie ist ein

1) In bezug auf die das Selen betreffende Literatur verweise ich auf das Werkchen von Dr. Chr. Ries, die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik, Verl. d. Fachzeitschrift „Der Mechaniker", Berlin-Nikolassee, 1908.

großes m das störendste Moment, und es hat sich herausgestellt, daß das kleinste m von den Zellen geliefert wird, welche Platindrähte als Elektroden haben und mit möglichst reinem Selen hergestellt sind; die besten derartigen von Herrn Giltay in Delft hergestellten Zellen haben eine exponentielle Trägheit von der Größe

$$m = \frac{2}{3},$$

während Zellen z. B. mit Kupferdrähten als Elektroden, Zellen mit Selenidbildungen, wesentlich größere exponentielle Trägheit besitzen, allerdings auch billiger herzustellen sind, als die Zellen mit Platinelektroden; im übrigen hängen die Konstanten wesentlich noch von der Dicke der Selenschicht und von der Art der Erkaltung der Selenpräparate ab.

Die Selenzellen werden um so brauchbarer sein, je kleiner die Zeit ist, welche vergeht, bis der Strom einigermaßen konstant bleibt. An der Herstellungsart der Selenzellen ist wohl zurzeit nicht viel in dieser Richtung zu bessern, das einzige ist, daß man Zellen mit noch dünneren Selenschichten nimmt, dann wachsen aber die Widerstände der Zellen entsprechend, und man ist auch hier ziemlich an der Grenze der Widerstandserhöhungen angelangt, die noch technisch brauchbar sind. Auf anderem Wege erreicht die Kompensationsmethode einen Fortschritt, indem die Wirkung zweier Zellen kombiniert und als Resultat der Kombination eine Kurve erhalten wird, welche nach wesentlich kürzerer Zeit der Abszissenachse nahezu parallel wird. Es wird dafür gesorgt, daß eine zweite Zelle (die Kompensationszelle) Belichtungen bezw. Belichtungsänderungen erhält, welche den Belichtungen der ersten Zelle (der Fühlerzelle) proportional sind, die beiden Zellen werden mit Hilfe von Brückenschaltung einander entgegengeschaltet, dann kann man durch geeignete Auswahl der beiden Zellen erreichen, daß die Differenzkurve (die kompensierte Kurve) in weit kürzerer Zeit der Abszissenachse nahezu parallel wird, als jede der beiden den Einzelzellen entsprechenden Kurven.

Es handelt sich nun darum, an der Hand der Selenformeln einen Anhaltspunkt dafür zu gewinnen, wie zwei Zellen zu einander kombiniert werden müssen, um sich zur Kompensation zu eignen. Sei

$$y_1 = \alpha_1 \Delta \mathfrak{J} \cdot e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} \qquad (5)$$

der bei einer Belichtungsänderung der Fühlerzelle auftretende Stromzuwachs,

$$y_2 = \alpha_2 \Delta \mathfrak{J} \cdot e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} \qquad (6)$$

der bei der Belichtungsänderung der anderen Zelle — die gleiche exponentielle Trägheit besitze — auftretende Stromzuwachs, dann ist die Bedingung dafür, daß die Differenzkurve der Abszissenachse parallel wird $\frac{d(y_1 - y_2)}{dt} = 0$:

$$\alpha_1 \beta_1 e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} - \alpha_2 \beta_2 e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} = 0. \qquad (7)$$

Die Bedingung kann natürlich (wenn $\alpha_1 \neq \alpha_2$) nicht von $t = 0$ an erfüllt werden; nach sehr kurzer Zeit kann man aber in erster Annäherung:

$$e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} = 1,$$
$$e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} = 1$$

setzen, und die Kompensationsbedingung wird:

$$\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2, \qquad (8)$$

unter Voraussetzung gleicher exponentieller Trägheit der beiden Zellen; bei ungleichen exponentiellen Trägheiten ist die Kompensation nicht so leicht zu erzielen[1]).

Außer der Kompensationsbedingung (8) ist für die Brauchbarkeit der Zellen noch erforderlich, daß die Differenzempfindlichkeit

$$\alpha_1 - \alpha_2$$

möglichst groß ist, und man erhält auf diese Weise leicht die folgenden Forderungen für eine möglichst gute Kompensation:

1. Die beiden Zellen sollen eine möglichst geringe und eine möglichst gleiche exponentielle Trägheit haben,

2. die Empfindlichkeit der Fühlerzelle soll möglichst groß, ihre gewöhnliche Trägheit möglichst klein sein,

3. die Empfindlichkeit der Kompensationszelle soll verhältnismäßig klein, ihre Trägheit verhältnismäßig groß sein, so, daß die Gleichung

$$\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2$$

erfüllt werden kann.

Da man es in der Hand hat, die Kompensationszelle proportional mehr oder weniger zu belichten, als die Fühlerzelle, so kann man im allgemeinen stets eine Kompensation zwischen 2 Zellen erreichen, wenn nur die Bedingung

$$\beta_2 \text{ merklich} > \beta_1$$

erfüllt ist, wenn also die gewöhnliche Trägheit der Kompensationszelle merklich größer ist, als die der Fühlerzelle. Man muß noch auf einen Umstand dabei Rücksicht nehmen, nämlich, daß man bei den Belichtungen in den Grenzen bleibt, innerhalb derer das lineare Gesetz

$$y \text{ proportional mit } \Delta \mathfrak{J}$$

mit genügender Annäherung in Geltung bleibt; diese Linearität ist nicht vorhanden, wenn man aus dem Dunkeln in das erste Belichtungsstadium geht, ferner nicht, wenn man zu stark

1) Bei manchen Zellen wird die Kompensation noch durch ein verschiedenes Verhalten bei Belichtungsvermehrung bzw. Verminderung erschwert.

belichtet; da das letztere in der Bildtelegraphie nicht zu befürchten ist, hat man daselbst nur darauf Rücksicht zu nehmen, daß man die ersten Stadien der Belichtung ausschaltet, und das ist der Grund, weshalb es sich empfiehlt, den Zellen von vorn herein und stets eine konstante Zusatzbelichtung zu geben, so daß auch bei einem verhältnismäßig dunkeln Tone des Bildes die beiden Zellen schon etwas erhellt sind, wenigstens die Fühlerzelle, bei welcher die Fehler am meisten in Betracht kommen.

Schließlich sei noch bemerkt, daß die Kompensationsmethode nur ein Mittel ist, die Nachwirkung der Zellen herabzusetzen, eine völlige Ausschaltung der Nachwirkung ist natürlich auch auf diesem Wege nicht möglich.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Josef Ritter v. Geitler (Czernowitz), Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte[1]).

Die hier mitzuteilenden Versuche und deren Theorie ergaben sich aus der Verfolgung einer Erscheinung, die ich gelegentlich einer anderen Untersuchung beobachtete. Diese Erscheinung möge daher zunächst an der Hand der Fig. 1

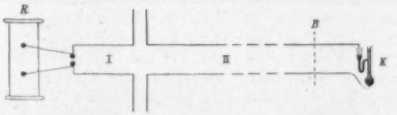


Fig. 1.

kurz beschrieben werden. Es bedeutet R einen mit Rotaxunterbrecher betriebenen Ruhmkorffschen Induktionsapparat, I den Primärkreis, II den Sekundärkreis einer Hertz-Lecherschen Anordnung, K ein Kapillarelektrometer, B einen Draht, der beliebig über die Drähte des Sekundärkreises gelegt oder von ihnen entfernt werden kann. Wenn B nicht vorhanden ist, so bemerkt man am Kapillarelektrometer, je nach der Richtung des Primärstromes im Induktorium, eine Verschiebung des Meniskus in dem einen oder anderen Sinne, hervorgebracht durch den Strom, der den Ausgleich der Influenzelektrizitäten der Sekundärkapazitäten beim Aufladen des Primärkreises vor dem Eintritte der Funkenentladung vermittelt. Legt man nun, während der Induktionsapparat in Gang ist, bei B die Brücke über die beiden Sekundärdrähte, um durch Kurzschluß eine Depolarisation des Kapillarelektrometers zu bewirken, so sieht man eine lebhafte Gasentwicklung am Quecksilbermeniskus auftreten, wenn die Berührung des Brückendrahtes mit den Sekundärleitern keine vollkommene ist, derart, daß ein Funke zwischen B und dem einen Sekundärleiter entsteht. Bei vollkommener Überbrückung der Drähte sowie bei vollkommener Entfernung der Brücke hört diese Gasentwicklung sofort auf. Die beschriebene Tatsache ruft also vollkommen den Eindruck hervor, daß infolge des Funkens bei B das Kapillarelektrometer von einem Gleichstrom durchflossen werde; wenigstens deutet die lebhafte Gasentwicklung auf eine stattfindende Elektrolyse hin.

Im weiteren Verlaufe der Untersuchung dieser auffälligen Erscheinung wurde die Versuchsanordnung natürlich in mehrfacher Hinsicht verändert. Ehe ich jedoch zur genaueren Beschreibung der weiteren Versuche und der damit erzielten Resultate übergehe, möge die Theorie der gefundenen Erscheinungen skizziert werden, wenn auch der wirkliche Weg meiner Untersuchung der umgekehrte gewesen ist. Auch bei der Darstellung der Versuche selbst soll in zusammenfassend systematischer Weise vorgegangen werden, ohne Rücksicht auf die Reihenfolge, in der sie wirklich angestellt wurden.

A. Theorie.

In den letzten Jahren haben sich unsere Kenntnisse von den Bedingungen, die zur Verwandlung eines Gleichstromes in Wechselstrom von größerer oder geringerer Periode führen, bedeutend erweitert und vertieft[1]). Eine zusammenfassende Theorie der Schwingungserzeugung ist in einer ausgezeichneten Arbeit von H. Barkhausen[2]) dargelegt, deren Inhalt ich hier als bekannt voraussetze. Es erschien mir nun nicht aussichtslos, an die Umkehrung des eben erwähnten Problems heranzutreten und die Bedingungen zu suchen, die zur Erzeugung eines Gleichstromes durch eine rein periodische elektromotorische Kraft erforderlich sind. Als rein periodisch soll eine elektromotorische Kraft $\mathfrak{E}$ von der Periode τ bezeichnet werden, wenn die Gleichung gilt $\int_0^\tau \mathfrak{E}\,dt = 0$.

Ist ein Stromsystem gegeben, in dem die Koeffizienten der gegenseitigen und Selbstinduktion (L), die Widerstände (W) und die Kapazitäten (C) konstant sind, so kann in ihm

1) Aus dem physikalischen Institut der k. k. Universität Czernowitz; der Vortrag schließt sich mit einigen Kürzungen und Ergänzungen an meine unter gleichem Titel in den Sitzungsberichten der kais. Akad. d. W. in Wien, Bd. CXVIII, Abt. 2a, S. 703—726, 1909 veröffentlichte Arbeit an.

1) Es sei hier besonders auf die Arbeiten H. Th. Simons und seiner Schüler hingewiesen.

2) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Dissertation, Leipzig, Verlag von S. Hirzel. 1907.

durch eine reine Wechselspannung nur ein reiner Wechselstrom hervorgerufen werden, wie leicht zu beweisen ist[1]).

Es soll nun aber gezeigt werden, daß eine rein periodische elektromotorische Kraft $\mathfrak{E}$ einen Wechselstrom mit übergelagertem Gleichstrom I_0 hervorrufen kann, wenn der Widerstand W des Stromkreises eine Funktion der Zeit ist mit periodischer Wiederkehr gleicher Zustände.

Von dem Vorhandensein von Kapazitäten soll hierbei, der Einfachheit wegen, vorläufig abgesehen werden. Es wird jedoch keinerlei Voraussetzung darüber gemacht, ob die Veränderlichkeit der Größe W von außen aufgezwungen oder etwa vom Strome selbst hervorgebracht wird.

Unter Anwendung der soeben angegebenen

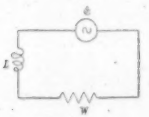


Fig. 2.

Beziehungen gilt in einem solchen Stromkreise (Fig. 2) die Gleichung

$$\frac{dI}{dt} + \frac{W}{L} \cdot I = \frac{\mathfrak{E}}{L}. \qquad (1a)$$

Setzen wir

$$\left.\begin{aligned} \frac{W}{L} &= f(t) \\ \frac{\mathfrak{E}}{L} &= \psi(t) \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

so nimmt Gleichung (1a) die Gestalt an:

$$\frac{dI}{dt} + f(t) \cdot I = \psi(t). \qquad (1)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist:

$$I = \text{const.}\, e^{-\int f(t)\,dt} + \\ + e^{-\int f(t)\,dt} \cdot \int \psi(t) \cdot e^{\int f(t)\,dt} \cdot dt. \qquad (3)$$

Wir denken uns $f(t)$ und $\psi(t)$ als Fouriersche Reihen gegeben. Dann ist $\int f(t)dt = at +$ einer Fourierschen Reihe, wenn a das konstante Glied von $f(t)$ bedeutet. Daher ist auch $e^{\int f(t)\,dt}$ eine mit dem Faktor e^{at} multiplizierte Fouriersche Reihe. Demnach ist $\psi(t) \cdot e^{\int f(t)\,dt}$ eine Reihe von Gliedern der Form $A \cdot e^{at} \cdot \begin{cases} \cos n\omega t \\ \sin n\omega t \end{cases}$. Die Integration solcher Funktionen führt wieder auf Funktionen derselben Form, die alle den gemeinsamen Faktor e^{at} besitzen. Im zweiten Gliede der Gleichung (3) hebt sich also dieser Faktor e^{at} fort, und es bleibt eine periodische Funktion als Lösung der Differentialgleichung. Das erste Glied der Gleichung (3), das eine willkürliche Integrationskonstante enthält, kann unberücksichtigt bleiben; denn es stellt die Lösung der homogenen Differentialgleichung

$$\frac{dI}{dt} + f(t)\, I = 0 \qquad (4)$$

dar und ergibt eine Funktion, die wegen des Exponentialfaktors mit wachsendem t rasch abnimmt, wenn $f(t)$ positiv ist, was hier vermöge der physikalischen Bedeutung von $f(t)$ stets zutrifft.

Wir gelangen so zu dem Resultat, daß unsere Differentialgleichung durch eine konvergente Fouriersche Reihe gelöst wird, wenn W, $\mathfrak{E}$ ebensolche Funktionen sind.

Da das konstante Glied I_0 dieser Fourierschen Reihe, durch die I dargestellt wird, nur in speziellen Fällen Null, im allgemeinen aber von Null verschieden ist, so folgt also aus unseren ganz allgemeinen Voraussetzungen, daß eine veränderliche elektromotorische Kraft in einem Stromkreis einen Gleichstrom I_0 hervorzurufen vermag, wenn der Widerstand variabel ist[1]).

Da unsere allgemeinen Betrachtungen ohne jede besondere Voraussetzung über die Ursachen der Veränderlichkeit der Größe W angestellt wurden, so sind wir berechtigt, sie auf den Fall anzuwenden, der den Ausgangspunkt dieser Arbeit bildet, und werden daher nicht anstehen, die Gasentwicklung bei dem eingangs beschriebenen Versuch auf die Elektrolyse durch den Gleichstrom I_0 zurückzuführen, der durch das Zusammenwirken der elektromotorischen Kraft der Hertzschen Schwingung mit dem variablen Funkenwiderstande bei B (Fig. 1) erzeugt wird.

B. Experimenteller Teil.

Die vorangestellte Theorie dürfte das Verständnis der nunmehr genauer zu beschreibenden Versuche wesentlich zu erleichtern geeignet sein.

1. Um einfachere Verhältnisse zu gewinnen,

1) Vgl. hierzu auch Barkhausen, l. c., § 5.

1) Im Falle eines variabeln L tritt an Stelle von Gl. (1a)

$$\frac{d(L \cdot I)}{dt} + \frac{W}{L}(L \cdot I) = \mathfrak{E}. \qquad (1b)$$

Da diese Gleichung ebenfalls vom Typus der Gleichung (1a) ist, so erkennt man, daß das Produkt $L \cdot I$ sich ebenfalls als die Summe aus einem konstanten und einem rein periodischen Gliede ergibt. Daraus folgt die Möglichkeit einer Gleichstromkomponente I_0, wenn W variabel ist, gleichviel ob gleichzeitig L konstant (vergl. oben) oder variabel mit gleicher Periode ist. Hingegen genügt, da in Gl. (1b) jedes der drei Glieder für sich rein periodisch ist, wie mich Herr Barkhausen freundlichst aufmerkam gemacht hat, die Veränderlichkeit von L allein nicht (bei konstantem W) zur Erzeugung einer Gleichstromkomponente.

als sie das Ausgangsexperiment bietet, ging ich — noch in Unkenntnis der Theorie — daran, eine ganz ähnliche Versuchsanordnung mit gewöhnlichem Wechselstrom zu treffen. Fig. 3 gibt ein Bild derselben. Es bedeutet $\mathfrak{E}$ die Wechselstrommaschine des im Institut aufgestellten Gleichstrom-Wechselstromumformers, S eine Drosselspule, W eine Bogenlampe, r einen Vorschaltwiderstand, D ein Drehspulengalvanometer und s einen Stromschlüssel. Bringt man den Lichtbogen zum Brennen, so bemerkt man, wenn s geschlossen ist, am Galvanometer das Auftreten eines Gleichstromes, dessen Richtung sich oft sprungweise ändert, wobei man meist ein Flackern des Bogens wahrnimmt, als Zeichen dafür, daß sich die Entladungsbedingungen geändert haben. Auch eine absichtliche Veränderung der Lichtbogenlänge ruft einen Wechsel der Gleichstromrichtung hervor. Die Erscheinung der Stromumkehr zeigte sich bei beiderseits gleichen, dicken oder dünnen Dochtkohlen sowie auch dann, wenn ein Pol von einer dicken, der andere von einer dünnen Kohle gebildet war. Ich konnte die Erscheinung auch dann beobachten, wenn der Bogen zwischen möglichst gleichen, horizontal gestellten Kohlen brannte. Während der Versuche wurde ich darauf aufmerksam, daß ähnliche Erscheinungen schon von J. Sahulka[1]) beobachtet worden sind. Doch weichen meine Resultate in einigen Beziehungen von jenen Sahulkas ab; auch fand ich u. a., daß beim Wechselstromlichtbogen zwischen Kupfer und Kohle die Richtung des auftretenden Gleichstromes je nach den Versuchsbedingungen wechseln kann[2]). Ferner möchte ich darauf hinweisen, daß mir Sahulkas Resultat, wonach er zirka 60 Proz. des Wechselstromes als Gleichstrom gewonnen hätte[3]), einer weiteren experimentellen Prüfung zu bedürfen scheint.

Es ist wohl nicht zweifelhaft, daß diese Versuche gleichwie die sogenannten Ventilwirkungen, die Sahulka an Lichtbögen zwischen Kohle und Metallelektroden beobachtet hat[2]), ferner die Graetz-Pollakschen Wechselstromgleichrichter[4]), die Vorrichtungen nach Art der Cooper-Hewitt-Lampe usw., von der oben dargelegten Theorie in befriedigender Weise umfaßt werden. Bei allen diesen und ähnlichen sogenannten Ventilvorrichtungen liegen eben die Versuchsbedingungen derart, daß ein variabler Widerstand vorhanden ist, dessen Konstanten einen Gleichstrom von bestimmter Richtung ermöglichen, während die notwendigen Voraussetzungen für eine Stromumkehr in den meisten dieser Fälle nicht verwirklicht werden können. Bemerkenswert in dieser Hinsicht erscheint mir übrigens der Hinweis Sahulkas, daß der von einem Wechselstromlichtbogen zwischen Quecksilber und Eisenelektroden in Luft von normalem Druck erzeugte Gleichstrom gerade entgegengesetzt gerichtet ist, wie der mit Hilfe der Cooper-Hewitt-Vakuumlampe gewonnene[1]). Auch die von H. Rubens angegebene und von G. v. Ubisch genauer untersuchte Methode der Verwendung des Galvanometers bei Wechselstrommessungen[2]) bildet einen Spezialfall der hier vorgetragenen Theorie.

Bei den soeben erwähnten Versuchsanordnungen, die alle unter das Schema der Fig. 3

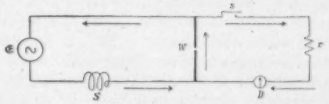


Fig. 3.

fallen, tritt der Gleichstrom natürlich nicht nur in dem Zweige $DrsW$, sondern auch im Kreise $S\mathfrak{E}W$ auf; der Stromverlauf, von dem man sich leicht durch einen Versuch überzeugt, ist etwa durch die Pfeile der Figur veranschaulicht, d. h. er ist so beschaffen, als ob an Stelle von W eine konstante elektromotorische Kraft von der dem Strom entsprechenden Richtung vorhanden wäre. Der Strom ist also im Kreise $S\mathfrak{E}W$ auch dann vorhanden, wenn DrW nicht angeschlossen ist. Aus dem Folgenden wird sich ergeben, weshalb ich diese Verhältnisse mit größerer Ausführlichkeit diskutiert habe, als es vielleicht auf den ersten Blick nötig erscheinen dürfte.

2. Daß auch bei sehr schnellen Schwingungen Verhältnisse geschaffen werden können, die im Sinne unserer Theorie eine Verwandlung der Energie der Schwingung in Gleichstromenergie gestatten, geht, wie oben erwähnt, schon aus dem der ganzen Untersuchung zum Ausgangspunkte dienenden Grundversuche hervor. Die weiteren Betrachtungen sollen an Versuchsanordnungen geknüpft werden, die eine bessere Einsicht in die Einzelheiten ermöglichen, als dies bei jenem Versuche der Fall ist.

In Fig. 4 bedeutet R wieder ein großes Ruhmkorffsches Induktorium, das mit Hilfe eines Rotaxunterbrechers durch den passend abgezweigten Gleichstrom der städtischen Zen-

1) J. Sahulka, E.T.Z. **29**, 949, 1908.
2) J. Sahulka, Sitzungsber. d. kais. Akad. d. W. in Wien **103**, IIa, 925 ff., 1894.
3) J. Sahulka, E.T.Z. **29**, 1036, 1908.
4) Graetz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Pollak, C. R. **124**, 1443, 1897.

1) J. Sahulka, E.T.Z. **29**, 1036, 1908.
2) H. Rubens, Wied. Ann. **37**, 522, 1889; G. v. Ubisch, Verh. d. D. phys. G. 1907, S. 61.

Fig. 4.

trale gespeist wurde[1]). An das Induktorium war ein Hertzscher Primärkreis I angeschlossen. Die Funkenstrecke f_1 bestand aus Messingkugeln (4 cm Durchmesser) und ihre Länge konnte grob reguliert werden. Die ganze Länge des primären Drahtes $a f_1 b$ betrug zirka 250 cm. Den Zinkplatten a, b (40 cm Seitenlänge) standen in veränderlicher Entfernung (meist 4 cm) die ebenso großen Zinkplatten $a'b'$ gegenüber; an diese schlossen sich die parallel gespannten Drähte des Sekundärkreises II, deren Länge verändert werden konnte. Ihr gegenseitiger Abstand war meist 20 cm. Bei P endeten sie an den Elektroden einer Polarisationszelle, die mit verdünnter Schwefelsäure beschickt war; die Elektroden waren entweder in Glasröhren eingeschmolzene Platindrähte verschiedener Stärke (0,42 mm, 0,15 mm) und Länge (6 bis 8 mm, 1 bis 2 mm), deren gegenseitiger Abstand verändert werden konnte, oder blanke Platinplatten von etwa 1,5 × 1 cm Größe und 0,5 cm Distanz oder endlich gut platinierte Platinplatten eines Kohlrauschschen Leitfähigkeitsgefäßes von 4 cm Durchmesser. Bei f_2 befand sich die Funkenstrecke eines Funkenmikrometers, das die Funkenlängen auf Hundertstelmillimeter zu messen erlaubte. Als Elektroden wurden bei f_2 meist Messingkugeln von 4 cm Durchmesser angebracht. Die weiterhin beschriebenen Versuche sind durchwegs mit solchen ausgeführt; doch kamen auch Zinkkugeln, ferner Kombinationen von Zink und Messingkugeln, sowie von Messingkugel und Messingspitze zur Verwendung, ohne daß hierbei prinzipielle Unterschiede in den Resultaten auftraten. Das Mikrometer, dessen Elektroden mit Hilfe von Klemmschrauben mit den Sekundärdrähten verbunden waren, konnte längs II verschoben und seine Lage an einem Meßband abgelesen werden.

a) Die Distanz der Platten aa' und bb' betrage etwa 4 cm. Bei P seien als Elektroden blanke Platindrähte von 0,42 mm Durchmesser und etwa 8 mm Länge angebracht. Sind die Kugeln bei f_2 so weit auseinandergeschraubt, daß kein Funke überspringen kann, so ist an den Drähten bei P eine Gasentwicklung nicht zu bemerken, wenn der Ruhmkorffapparat in Gang ist. Nähert man die Mikrometerkugeln einander, bis Funken zu springen beginnen, so tritt sofort eine lebhafte, deutlich polare Gasentwicklung an den Platindrähten auf. Bei weiterer Verkleinerung der Funkenstrecke hört die Gasentwicklung bei einer gewissen Länge des Funkens auf, um bei weiterer Verkleinerung von f_2 wieder lebhaft einzusetzen, doch diesmal mit entgegengesetzter Polarität als früher. Bei abermaliger Verkleinerung von f_2 geht die Gasentwicklung nochmals durch den Nullpunkt, um bei ganz kleinen Fünkchen wieder ihren ursprünglichen Sinn zu erhalten. Zur Beobachtung besonders in der Nähe der Umkehrpunkte, bedient man sich zweckmäßig einer Lupe.

Ersetzt man die Kondensatoren aa' und bb' durch Franklinsche Tafeln von 3 mm Glasdicke und 50 × 33 cm Stanniolbelegung, wodurch natürlich größere Elektrizitätsmengen ins Spiel gebracht werden, so kann man die eben beschriebene Erscheinung bei P auch sehr gut mit blanken Platinplattenelektroden von 1,5 cm² und 0,5 cm Abstand beobachten. Schaltet man außer P noch eine zweite, gleiche Polarisationszelle in den Draht ein, der eine der beiden Mikrometerkugeln mit dem Sekundärleiter verbindet, so ist die Erscheinung in beiden Gefäßen zu sehen und die Polarität der Gasentwicklung läßt erkennen, daß der sie hervorrufende Gleichstrom den Kreis Pf_2 durchfließt.

Vom Standpunkte der vorgetragenen Theorie wird man kaum zweifeln können, daß der mit Hilfe der Polarisationszelle nachgewiesene Gleichstrom seinen Ursprung den im Sekundärleiter durch den Funken ablaufenden Schwingungen und dem variablen Widerstande dieses Funkens f_2 verdanke. Die bei den verschiedenen Funkenlängen wechselnden Bedingungen werden es eben bewirken, daß die Richtung und Stärke von I_0 sich in der beobachteten Weise verändern. Immerhin scheint ein schärferer Beweis hierfür nicht überflüssig.

b) Um von der Verwendung der Polarisationszelle als Stromanzeiger unabhängig zu sein, die ja möglicherweise selbst noch unbekannte Komplikationen in den Versuch einführen könnte — man denke etwa an die beim Schlömilchschen Detektor zutage tretenden depolarisierenden Wirkungen elektrischer Wellen[1]) oder an etwaige Widerstandsänderungen der Zelle infolge der Schwingungen[2]) —, so wurde der Sekundärleiter bei P statt durch die Zelle mit Hilfe eines

1) Ich möchte es nicht unterlassen, hervorzuheben, daß der Rotaxunterbrecher sich bei dauerndem Gebrauch in vorzüglicher Weise bewährt hat. Der Funkenstrom des Induktoriums konnte stundenlang in sehr befriedigender Konstanz aufrecht erhalten werden.

1) Schlömilch, ETZ. **24**, 959, 1903; V. Rothmund u. A. Lessing, Ann. d. Phys. **15**, 193, 1904.

2) Über den Nachweis, daß solche nicht vorhanden sind, wird an anderer Stelle (Jahrb. d. drahtl. Tel.) berichtet werden.

querüber gelöteten horizontalen Drahtes überbrückt und über diesem, elektrostatisch durch ein Messinggehäuse geschützt, in einer Entfernung von einigen Millimetern ein astatisches Nadelpaar aufgehängt, dessen Ablenkungen mit Spiegel und Skala gemessen werden konnten.

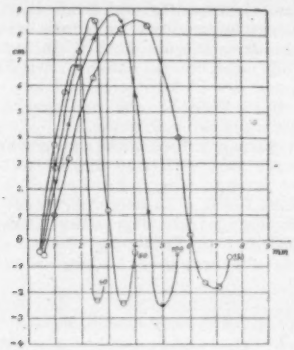


Fig. 5.

Solange bei f_2 kein Funke übersprang, zeigte dies improvisierte Galvanometer einen konstanten Ausschlag von einigen Millimetern infolge der direkten magnetischen Einwirkung des Induktoriums. Dieser Ausschlag muß als Korrektion in Rechnung gebracht werden. Sobald nun f_2 verkleinert wurde, zeigten sich sehr regelmäßige Ausschläge, die allmählich, bei Verkleinerung von f_2, bis Null abnahmen, in entgegengesetztem Sinn anwuchsen, um dann nochmals, durch Null gehend, ihren ursprünglichen Sinn anzunehmen.

In Fig. 5 sind die Resultate einer solchen Versuchsreihe zur Darstellung gebracht. Die Abszissen bedeuten die Funkenlänge f_2 in Millimetern, die Ordinaten geben die Galvanometerausschläge in Zentimetern. Die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen geben die Entfernung des Mikrometers vom geschlossenen Ende des Sekundärleiters in Zentimetern an. Jede Kurve wurde bei der betreffenden Entfernung durch Veränderung der Funkenlänge f_2 gewonnen, wobei die Länge des primären Funkens f_1 während der ganzen Versuchsdauer konstant gehalten wurde.

Diese Versuche liefern den exakten Beweis für die Existenz eines in seiner Richtung und Stärke von der Funkenlänge f_2 abhängigen Gleichstromes I_0 im Kreise Pf_2. Zugleich aber lassen sie deutlich erkennen, daß die Funkenlänge noch nicht den allein maßgebenden Faktor für die Richtung dieses Stromes bildet; denn die Versuche zeigen, daß bei verschiedener Lage des Mikrometers auf dem Sekundärleiter gleichen Funkenlängen durchaus nicht auch gleiche Stärke und Richtung von I_0 entsprechen. Am besten ist dies an der Verschiebung der Punkte $I_0 = 0$ sowie an der verschiedenen Lage der positiven und negativen Maximalstellen zu sehen. Die Ursache hiervon dürfte, wenigstens teilweise, wohl in dem Umstande zu suchen sein, daß die Funken f_2 bei verschiedener Lage des Mikrometers auf dem Sekundärleiter verschieden raschen Schwingungen entsprechen. Es ist verständlich, daß sich hierdurch die dynamische Charakteristik der Funkenentladung[1]), die für den zeitlichen Verlauf des Funkenwiderstandes und daher für die I_0 bestimmenden Bedingungen maßgebend ist, für jede gegebene Funkenlänge verändern muß.

Daß wirklich die Lage des Mikrometers f_2 für die Schwingungsdauer des Sekundärkreises bestimmend ist, kann man leicht mit Hilfe der von mir in früheren Arbeiten vielfach verwendeten Paralleldrahtresonatormethode nachweisen. Zu diesem Zwecke spannt man, etwa 20 cm über II, zwei dem Sekundärleiter und untereinander parallele Drähte aus, deren über $a'\,b'$ gelegenen Enden mit den Platten eines Hertz-Bjerknesschen Elektrometers verbunden sind. Die Länge dieses Resonators kann durch eine verschiebbare Kupferblechbrücke verändert werden. Bringt man diese in die Lage stärkster Resonanz mit dem bei P überbrückten Sekundärkreise, solange bei f_2 keine Funken überspringen, und nähert die Mikrometerkugeln einander, so wird die Resonanz vollkommen vernichtet, sobald die Funken bei f_2 auftreten. Verschiebt man nun die Resonatorbrücke in der Richtung gegen das Elektrometer, so findet man je nach der Lage des Mikrometers eine neue Resonanzstellung. Ein Vergrößern von f_2 bis zum Aufhören der Funken hebt diese Resonanz auf und es erweist sich nun wieder die frühere Stellung der Resonatorbrücke als die richtige.

c) Für die Charakteristik des Funkens und somit für die Stärke und Richtung des Gleichstromes sind jedenfalls die ins Spiel tretenden Elektrizitätsmengen von Bedeutung; denn sie sind, unter sonst gleichen Umständen, für die thermischen Verhältnisse der Funkenbahn maßgebend. Es ist daher zu erwarten, daß auch eine Veränderung der primären Funkenlänge f_1 auf die Richtung und Stärke des Gleichstromes von Einfluß sein werde. Denn bei größerer Länge des Funkens f_1 (Fig. 4) wird das Entladungspotential erhöht und daher die Ladung der Kapazitäten vergrößert. Außerdem wird eine Veränderung von f_1 auch die Dämp-

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297 ff., 1905.

fungsverhältnisse beeinflussen, und auch diese müssen auf die Charakteristik von f_2 bestimmend einwirken.

Daß ein Einfluß der Funkenlänge f_1 wirklich besteht, ergibt sich aus folgenden Versuchen: Das Mikrometer f_2 befand sich in 60 cm Entfernung von den Platten $a'b'$. Die Länge des Sekundärleiters von $a'b'$ bis zu dem astatischen Nadelgalvanometer betrug 200 cm. Die Funkenlängen f_1 wurden (da ein zweites Mikrometer nicht verfügbar war) an einem Maßstäbe geschätzt und betrugen etwa 1, 2 und 4 mm. Bei jeder dieser Längen wurde die Funkenstrecke f_2 verändert und die entsprechenden Galvanometerausschläge wurden gemessen. In der Fig. 6 bedeuten die Abszissen die Funkenlänge f_2 in Millimetern, die Ordinaten die Galvanometerausschläge in Skalenmillimetern, die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen geben die ihnen entsprechende Länge des Funkens f_1 an.

d) Die Deutung der unter 2a), b), c) angeführten Versuche könnte nun aber doch noch Bedenken hervorrufen, da die Versuchsanordnung sich in einem wesentlichen Punkte von jener zu unterscheiden scheint, die unter 1. beschrieben wurde. Während in der durch Fig. 3 dargestellten Schaltung auch bei Abwesenheit des Zweiges $DrsW$ ein Gleichstrom fließen kann, da ja $\mathfrak{E}SW$ einen geschlossenen Leiterkreis bildet, so ist etwas Analoges im Leiter H der Fig. 4 nicht möglich, sobald wir uns den

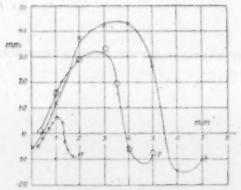


Fig. 6.

jenseits des Mikrometers gelegenen Teil der Drahtkombination fortdenken, so daß nun f_2 selbst das Ende des Sekundärkreises bildet; denn $a'f_2b'$ ist ein offener Stromkreis. Ist aber die vorgetragene Auffassung richtig, wonach der beobachtete Gleichstrom seinen Ursprung einer elektromotorischen Kraft verdankt, die dem Zusammenwirken der elektrischen Schwingung mit dem variablen Widerstande des Funkens f_2 entspringt, so muß diese elektromotorische Kraft auch vorhanden und nachweisbar sein, wenn f_2 nicht, wie bisher, durch P geschlossen ist. Diese elektromotorische Kraft ist nun in der Tat leicht nachzuweisen.

Man könnte daran denken, die beiden Kugeln des Mikrometers mit je einem Quadrantenpaar eines Elektrometers zu verbinden, dessen Nadel auf ein bestimmtes — etwa positives — Potential geladen ist. Da bei richtiger Justierung des Instrumentes eine reine Wechselspannung keinen Ausschlag erzeugt, so müßte sich eine gerichtete elektromotorische Kraft in f_2 durch einen Ausschlag kundtun. Da jedoch bei einigermaßen größeren Werten der Funkenlänge f_2 die Entladung nicht bei f_2, sondern zwischen den Quadranten des Elektrometers erfolgen würde, so ist diese Methode mit den gewöhnlichen Instrumenten nicht ausführbar.

Man gelangt jedoch leicht zum gewünschten Ziele, wenn man, während das Induktorium in Gang ist und bei f_2 Funken überspringen, einen Leiter K an dem isolierenden Handgriffe H (Fig. 7) mit dem einen Drahte des Sekundärleiters in Berührung bringt, und die von ihm aufgenommene Ladung sodann am

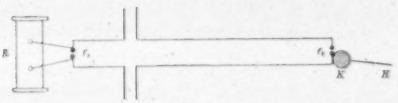


Fig. 7.

Elektrometer prüft. Führt man diesen Versuch in der beschriebenen Weise aus, so beobachtet man folgendes: Ist f_2 zunächst ganz zusammengeschraubt, so daß bei f_2 eine metallische Verbindung hergestellt ist, so zeigt K am Elektrometer keine Ladung. Läßt man nun durch Auseinanderschrauben des Mikrometers bei f_2 ganz kleine Fünkchen entstehen, so erweist sich K als — etwa positiv — geladen. Geht man zu größeren Funken über, so kommt man zu einem Punkte, wo K keine oder doch bald eine positive, bald eine negative Ladung erhält. Bei weiterer Vergrößerung der Funkenlänge wird K deutlich negativ, um bei noch weiterer Vergrößerung von f_2 nochmals durch Null hindurch positiv zu werden.

Es ist somit, wie ich glaube, deutlich gezeigt, daß auch im Falle des ungeschlossenen Leiters eine sicher nachweisbare einseitig gerichtete elektromotorische Kraft infolge des variablen Widerstandes vorhanden ist, wenn anders man berechtigt ist, als elektromotorische Kraft eine Erscheinung zu bezeichnen, die die Trennung und Aufstauung der entgegengesetzten Elektrizitäten hervorzurufen vermag[1]).

e) Wie die unter 2b) bis d) beschriebenen Versuche zeigen, sind wir zweifellos berechtigt,

1) Vergl. hierzu auch die Definition der elektromotorischen Kraft durch den „Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen". Verh. der Deutsch. phys. Ges. **10**, 579, 1908.

auch die Angaben der unter 2a) verwendeten Polarisationszelle zum Nachweis der durch den variabeln Funkenwiderstand unter dem Einfluß periodischer elektromotorischer Kräfte erzeugten, einseitig gerichteten elektromotorischen Kraft und des entsprechenden Gleichstromes zu benutzen. Da nun gerade die Polarisationszelle in vielen Fällen ein bequemeres und empfindlicheres Mittel bietet als etwa die direkte galvanometrische Methode (2b), so mögen noch einige mit ihrer Hilfe angestellte Versuche kurz Erwähnung finden.

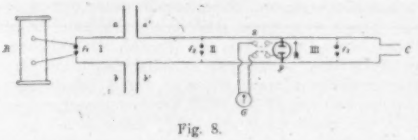


Fig. 8.

Der Sekundärleiter wurde (Fig. 8) durch die Polarisationszelle P (ein Kohlrauschsches Leitfähigkeitsgefäß mit platinierten Platinelektroden von 4 cm Durchmesser) in zwei Teile, II und III, geteilt, die durch Regulieren des Plattenkondensators C in Resonanz gebracht wurden. Von den Elektroden der Zelle führten kurze Drähte zu einem Quecksilberkommutator s, mit dessen Hilfe P entweder mit einem Paschenschen Galvanoskop G verbunden oder behufs Depolarisation kurz geschlossen werden konnte. Das Funkenmikrometer f_2 konnte entweder an die Drähte des Teiles II oder an jene des Teiles III in meßbarer Entfernung von P angeschlossen werden. Bei jeder Lage des Mikrometers wurde sodann die Entfernung seiner Kugeln variiert. Wie früher, wurden die Mikrometerkugeln für jede Stellung des Mikrometers zunächst so weit auseinander geschraubt, daß keine Funken entstehen konnten; dann wurden sie einander genähert und für die verschiedenen Funkenlängen die sogleich zu beschreibenden Beobachtungen gemacht. Der Induktionsapparat wurde jedesmal für 10 Sekunden in Gang gesetzt, während der Kommutator s ganz geöffnet war. Der wie in den früheren Versuchen entstehende Gleichstrom I_0 polarisiert nun die Zelle P, die sich wie ein Akkumulator verhält; verbindet man daher nach Abstellen des Induktoriums die Zelle P durch s mit G, so beobachtet man einen Ausschlag des Galvanoskops; aus seiner Richtung ergibt sich die Richtung des polarisierenden Gleichstromes, seine Stärke gibt einen Maßstab für die innerhalb der 10 Sekunden erzeugte Polarisation und daher auch für die Intensität des Gleichstromes.

Bei den Versuchen war die Stromrichtung im Ruhmkorffapparat so gewählt, daß die Platte a mit dem negativen, b mit dem positiven Pol in Verbindung stand. In der folgenden Tabelle soll nun die Richtung des polarisierenden Stromes I_0 positiv gerechnet werden, wenn er die Zelle P in der Richtung des Pfeiles in Fig. 8 durchfließt. Der durch die erzeugte Polarisation am Galvanoskop hervorgebrachte Ausschlag ist in Skalenteilen angegeben; Ausschläge, die über die Skala hinausgingen, sind durch das Symbol $>$ gekennzeichnet. Es bedeutet also etwa $\longrightarrow$ einen polarisierenden Strom, der durch P gegen die Pfeilrichtung geflossen war und der in 10 Sekunden in der Zelle eine so starke Polarisation erzeugt hatte, daß der Ausschlag des Galvanoskops über die Skala ging. In der Tabelle bedeutet ferner f_2 die Funkenlänge im Mikrometer in Millimetern, d_{II} die Entfernung des im Teile II eingeschalteten Mikrometers von P in Zentimetern, d_{III} die entsprechende Entfernung, wenn sich das Mikrometer im Teile III befand. Schließlich bedeutet ∞, daß die Distanz der Mikrometerkugeln so groß war, daß kein Funke übersprang. Es sei noch bemerkt, daß vor jedem einzelnen Versuch durch Umlegen des Kommutators s die Zelle depolarisiert wurde.

Da es hier nur darauf ankommt, ein Bild von dem allgemeinen Verlauf der Erscheinung zu geben, so sind in der folgenden Tabelle nicht alle beobachteten Punkte wiedergegeben.

Tabelle.

d_{II}						d_{III}					
150		100		60		150		100		50	
f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0
∞	+ 2	∞	+ 1	∞	+ 0	∞	+ 0	∞	+ 0	∞	+ 0
5.4	$+>$	4.9	+ 4	2.9	+17	0,9	+ 2	0,9	−20	0,65	+ 2
4.4	$+>$	3.9	$+>$	2.4	−40	0,8	+ 9	0,8	−17	0,5	+18
3.9	$\longrightarrow$	3.4	$\longrightarrow$	0.9	$\longrightarrow$	0,7	+18	0,7	+12	0,45	+ 6
0,3	$\longrightarrow$	0.3	$\longrightarrow$	0,2	−38	0,6	+ 8	0,6	+35	0,4	−17
0,1	+ 6	0,2	−30	0,1	+15	0,5	−22	0,5	+11	0,35	−40
0,05	+17	0,1	+14	0,05	+22	0,4	$\longrightarrow$	0,4	$\longrightarrow$	0,3	$\longrightarrow$
		0,05	+16			0,2	$\longrightarrow$	0,3	$\longrightarrow$	0,15	$\longrightarrow$
						0,15	−30	0,1	−22	0,1	−40
						0,1	+ 1	0,05	+ 8	0,05	+11
						0,05	+11				

Diese Versuche zeigen mit aller wünschenswerten Deutlichkeit die mehrfache Umkehr der Gleichstromrichtung (für $d_{III} =$ 100 cm sogar einen dreimaligen Durchgang durch Null) und lassen ebenso wie die früher beschriebenen Experimente erkennen, daß neben der Funkenlänge f_2 auch die Lage des Mikrometers auf dem Leiter von Einfluß ist.

Dieselben Versuche wurden auch mit wesentlich dem gleichen Erfolg in der Weise angestellt, daß an Stelle von P in der unter 2b

angegebenen Weise eine Drahtbrücke angebracht und der Strom mit einem astatischen Nadelpaar gemessen wurde.

f) Daß nicht nur Funken und Lichtbögen geeignet sind, einen wirksamen veränderlichen Widerstand herzustellen, zeigen die Versuche, die ich mit verschiedenen Entladungsröhren vorgenommen habe, die an Stelle des Mikrometers mit den Drähten des Sekundärleiters verbunden wurden. Bei passendem Grade der Verdünnung zeigt sich auch hier der Gleichstrom, der nach irgendeiner der beschriebenen Methoden leicht nachgewiesen werden kann. Besonders kräftige Wirkungen erzielte ich mit zwei Spektralröhren, von denen die eine mit Helium, die andere mit Krypton von nicht bekanntem Drucke gefüllt war. Obwohl die Röhren ganz symmetrischen Bau besaßen, bewirkten sie ebenso wie die ja ebenfalls symmetrische Funkenstrecke das Auftreten des Gleichstromes, dessen Richtung sich bei Verschieben der Röhre längs der Leitung umkehrte, öfter aber auch bei konstanter Lage der Röhre die Richtung änderte, wenn sich etwa durch längeren Gebrauch der Druck und die Temperatur des Gases und daher die Charakteristik der Röhre geändert hatten.

Diese Ergebnisse weisen darauf hin, daß die Verwendung von Entladungsröhren als Indikatoren bei Versuchen mit Hertzschen Drahtwellen zu erheblichen Störungen des Schwingungsverlaufes führen kann und daß daher beim Gebrauch dieses sonst so bequemen Mittels bei

Fig. 9.

quantitativen Experimenten Vorsicht geraten sein dürfte.

g) Ein Versuch, der die Möglichkeit der Übertragung von Gleichstrom auf dem Wege der drahtlosen Telegraphie nahelegt, wenn auch der zu erwartende Nutzeffekt sehr gering sein dürfte, ist in Fig. 9 skizziert. Wenn man nur einer der Platten des Primärkreises — etwa a — eine Platte a' gegenüberstellt und daran anschließend den Sekundärleiter in der aus der Figur ersichtlichen Weise weiterführt, wobei wieder f_2 das Funkenmikrometer, P etwa eine Polarisationszelle bedeutet, so ergibt sich auch bei dieser Anordnung ein deutlich erkennbarer Gleichstrom im Zweige $f_2 P$, sobald bei f_2 Funken überspringen.

Denkt man sich also etwa eine vertikale Empfangsantenne nach Art des Sekundärdrahtes in Fig. 9 gebogen und eine Funkenstrecke in derselben Weise wie dort eingeschaltet, so müßte im oberen Teile der Antenne ein Teil der einstrahlenden Wellenenergie in Gleichstromenergie verwandelt werden, wenn die erzielten Spannungen zur Erzeugung eines Funkens hinreichen [1]).

C. Zusammenhang mit Versuchen anderer Beobachter.

Auf die Versuche von Sahulka wurde schon oben hingewiesen. Ebenso wie diese waren mir zu Beginn meiner Arbeit die Abhandlungen

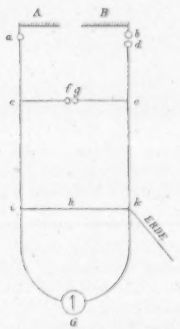


Fig. 10.

E. Edlunds [2]) sowie E. Lechers [3]) Polemik gegen Edlund unbekannt. Erst später wurde ich auf die letztgenannte Schrift und dadurch auch auf Edlunds Arbeiten aufmerksam. Es sei mir gestattet, mit einigen Worten auf diese Arbeiten einzugehen.

Edlunds Versuchsanordnung ist in Fig. 10 wiedergegeben. Hierin bedeuten AB die Saugkämme einer mit Verstärkungsflaschen versehenen Elektrisiermaschine. Von a führt ein Draht über

1) Gelegentlich einer Unterredung, die ich während des Sommers mit Herrn Dr. Kiebitz hatte, machte mich dieser darauf aufmerksam, daß die Wirksamkeit des Braunschen Bleiglanzdetektors vermutlich einen solchen Fall von Erzeugung eines Gleichstromes durch Wechselspannungen darstelle, wobei der variable Widerstand an der Grenze Bleiglanz Graphit gelegen wäre. Ich schließe mich dieser Auffassung an, besonders auch mit Rücksicht auf die Arbeit von George W. Pierce, Phys. Review **28**, 153 ff., 1909.

2) E. Edlund, Pogg. Ann. **134**, 250, 1868; ibid. **139**, 353, 1870.

3) E. Lecher, Exners Rep. **23**, 575, 1887; auch Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wiss. in Wien **95**, 628, 1887 und Wied. Ann. **33**, 609, 1888.

ciGke nach *d*. Bei *fg* ist eine Funkenstrecke vorhanden, ebenso bei *bd*. Der Draht *k* ist dem Galvanometer *G* parallel geschaltet. Der Punkt *k* ist geerdet. Edlund beobachtete nun, daß das Galvanometer einen bedeutenden Ausschlag zeigte, sobald nicht nur bei *bd*, sondern auch bei *fg* Funken übergingen. Wegen der Einzelheiten sei auf die Originalabhandlung verwiesen. Es muß hier nur hervorgehoben werden, daß Edlund diese und ähnliche Tatsachen durch eine im Funken *fg* vorhandene elektromotorische Kraft zu erklären versuchte, über deren Ursache er allerdings Hypothesen machte, die nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse als unzutreffend bezeichnet werden müssen. Er war nämlich der Ansicht [1]), „daß durch die mechanische Arbeit, die der Strom verbraucht, um die Polspitzen zu zerreißen, eine elektromotorische Kraft entsteht, welche einen Strom in entgegengesetzter Richtung gegen den Hauptstrom aussendet". Bei der Beurteilung der Edlundschen Experimente und seiner Erklärungsversuche muß man sich vor Augen halten, daß sie weit in die Periode vor der Entdeckung der Hertzschen Schwingungen fallen. Man wird aber in der Edlundschen Versuchsanordnung leicht einen speziellen Fall der in der vorliegenden Arbeit vorgetragenen Theorie erkennen und zu dem Schlusse gelangen, daß Edlund zwar recht hatte, eine elektromotorische Kraft aus seinen Versuchen zu folgern, aber aus begreiflichen Gründen eine zutreffende Erklärung derselben nicht geben konnte. Denn es handelt sich bei Edlunds Versuchen offenbar um eine durch das Zusammenwirken der bei der Entladung der Elektrisiermaschine entstehenden Schwingungen mit dem variablen Widerstand des Funkens *fg* erzeugte gerichtete elektromotorische Kraft im Sinne der hier vorgetragenen Theorie.

E. Lecher kommt hingegen in der oben erwähnten polemischen Arbeit, die im wesentlichen eine Wiederholung der Edlundschen Versuche darstellt, zu der entgegengesetzten Folgerung, indem er behauptet, die von Edlund angenommene elektromotorische Kraft im Funken sei nicht vorhanden. Wie aus dem Gesagten hervorgeht, kann dieser Anschauung Lechers nicht beigepflichtet werden.

D. Zusammenfassung der Resultate.

Es wurde eine allgemeine Theorie der Erzeugung von Gleichstrom durch eine reine Wechselspannung aufgestellt, die in einem Stromkreis wirkt, in dem der Widerstand periodisch variabel ist, gleichviel ob dabei die Selbstinduktion gleichzeitig variabel ist oder konstant bleibt.

1) E. Edlund, Pogg. Ann. **134**, 251, 1868.

Die vorgetragene Theorie umfaßt somit alle Fälle der Gleichstromerzeugung durch sogenannte Ventilwirkungen, bei denen ein variabler Widerstand im Stromkreis vorhanden ist, gleichviel ob die Veränderung desselben durch äußere Gewalt oder durch den Strom selbst bewirkt wird. Die Gleichstromdynamomaschine kann als Stromkreis mit variablem Widerstand (Kommutator) aufgefaßt werden.

Die Theorie befindet sich in sehr befriedigender Übereinstimmung teils mit älteren Beobachtungen, teils mit den neuen Versuchen, die in vorliegender Arbeit mitgeteilt wurden. Insbesondere sei betont, daß sie sich ebensowohl bei den gewöhnlichen Wechselströmen niedriger Frequenz, als auch bei Hertzschen Schwingungen als brauchbar erwiesen hat.

Es konnte die theoretische Möglichkeit einer drahtlosen Übertragung von Gleichstrom erschlossen werden. Auch wurde nachgewiesen, daß die Verwendung von Entladungsröhren als Indikatoren bei Versuchen mit Drahtwellen in vielen Fällen eine bedenkliche Fehlerquelle bedeutet.

Endlich möge noch darauf aufmerksam gemacht werden, daß in dem ursprünglich von H. Hertz verwendeten Funkenresonator nach der hier vorgetragenen Theorie und nach Analogie der mitgeteilten Versuche eine Gleichstromkomponente auftreten muß.

(Eingegangen 23. September 1909.)

Diskussion.

Lecher: Es scheint mir, daß die Theorie und eine Schlußfolgerung aus den Versuchen nicht zusammen gehören. Ich fasse nämlich die vorgeführten Versuche etwas anders auf, wie Professor v. Geitler. Die Theorie zeigt, daß wenn man in einem Wechselstrom eine wechselnde Änderung des Widerstandes oder der Kapazität oder der Selbstinduktion mit derselben Periode macht, daß man dann einen Gleichstrom erzeugt. Aber man kann dann nicht ohne weiteres von dem Auftreten einer elektromotorischen Kraft sprechen. Ein Kommutator in einer Dynamomaschine bedingt doch nicht das Auftreten einer neuen elektromotorischen Kraft! Des weiteren wurde hier davon gesprochen, in einer Funkenstrecke trete eine elektromotorische Kraft auf, und zwar sollte sie bei allmählicher Vergrößerung der Funkenstrecke nach verschiedenen Richtungen wirken. Bevor man zu so eigentümlichen Vorstellungen seine Zuflucht nimmt, wäre es doch angemessen zu untersuchen, ob man die interessanten Erscheinungen nicht nach den bisherigen Anschauungen erklären kann. Edlund hatte

behauptet, daß in einer Funkenstrecke eine elektromotorische Kraft auftrete. Ich prüfte das nach und fand es nicht bestätigt — es mag das etwa 25 Jahre her sein —, Hertzsche Wellen waren damals noch nicht bekannt und vielleicht würde ich heute manches anders deuten. Deshalb interessiert es mich, ob in einer Funkenstrecke eine elektromotorische Kraft auftritt. Ich meine, man kann sich die Sache auch anders vorstellen und ich möchte an dem Bild 7 meine Auffassung erklären; bei den anderen Versuchen kann es dann ähnlich sein. (Das Zimmer wird verdunkelt und Redner spricht im verdunkelten Zimmer mit Erläuterungen an der Figur.) In den parallelen am Ende kurz geschlossenen Drähten ist dann selbstverständlich, daß

$$\int i\,dt = 0$$

sein muß. Was hineingeht, geht auch zurück. Wenn die beiden Drähte isoliert sind, fließt alles hin und her. Wenn ich aber am Ende eine kleine Funkenstrecke einschalte, so geht nun die Strömung durch den Funken hin und her, aber nicht bis zum Ende einer Schwingung. Der Funke reißt früher. Denken Sie sich eine nach rechts gedämpfte Sinuslinie horizontal gezeichnet, so hebt sich die positive und negative Integralfläche auf, und wenn Sie rechts einen kleinen Schwanz wegwischen, so kann dieser Schwanz je nach der Stelle, wo ich wegwische, null oder positiv oder negativ sein; wenn ich also abwarte, kann ich im Reste null oder minus oder plus bekommen.

Das wäre eine der vielen möglichen Erklärungen.

Gerade daß man eine von der Größe des Funkens abhängige elektromotorische Kraft bekommt, läßt eine solche Erklärung, wie ich sie angedeutet habe, als nicht unmöglich erscheinen.

Kiebitz: Es ist doch wohl denkbar, daß diese Erklärungsweise auch unter die vorgetragene Theorie fällt, und den besonderen Fall darstellt, wo der Widerstand plötzlich unendlich groß wird.

Was die Übertragung der Erscheinungen auf die drahtlose Telegraphie anlangt, so möchte ich darauf aufmerksam machen, daß die Detektoren der Empfänger ganz allgemein ähnlich wie die hier gezeigten Funkenstrecken die Aufgabe haben, Schwingungen in Gleichstrom umzuwandeln. Ich habe auf den Bleiglanzdetektor hingewiesen, weil man mit diesem ganz ähnliche Versuche anstellen kann. Aber ich glaube, auch die anderen Detektoren begreifen sich unter der vorgetragenen Theorie. Den einfachsten Fall eines Detektors, dessen Mechanismus ohne weiteres zu übersehen ist, stellt der Ticker dar; er besteht aus einem vibrierenden Kontakt, also aus einem Leiter, dessen Widerstand durch äußeren Eingriff abwechselnd sehr groß und sehr klein gemacht wird.

v. Geitler: Die Theorie ergibt eine Gleichstromkomponente und eine Wechselstromkomponente. Folglich kann ich es mir so vorstellen, daß dem Gleichstrom eine konstante elektromotorische Kraft entspricht, und dem Wechselstrom eine periodische. In diesem Sinne kann ich von elektromotorischen Kräften sprechen. Bei dem Versuch Fig. 7 glaube ich deutlich gezeigt zu haben, daß je nach der Größe des Funkens, von der der zeitliche Verlauf des Widerstandes abhängt, der eine Draht bald positiv, bald negativ, bald ungeladen ist, d. h. es sind durch das Zusammenwirken der periodischen Kraft und des variablen Funkenwiderstandes die Elektrizitäten in den beiden Drähten geschieden und aufgestaut worden; und eine Erscheinung, welche die Elektrizitäten zu scheiden imstande ist, nenne ich eine elektromotorische Kraft. Und dies glaube ich um so mehr tun zu dürfen, als ich in einer Reihe anderer Fälle zeigen konnte, daß hierdurch ein ganz beträchtlicher Gleichstrom erzeugt wird. Das ist mein Standpunkt. Ich glaube, was Prof. Lecher gesagt hat, läuft im Grunde auf ganz dasselbe hinaus, nur überlegt er sich mehr im einzelnen, woher die Wirkung rührt, wie ihr Mechanismus ist, während ich ganz allgemein sage, theoretisch ergibt sich bei variablem Widerstande die Möglichkeit eines Gleichstromes, gleichviel ob man die Ursachen der Variabilität des Widerstandes kennt oder nicht — und dem Gleichstrom, den ich auch experimentell nachweise, eine gleichgerichtete elektromotorische Kraft zuordne.

Krüger: Wenn die Erklärung von Professor Lecher richtig ist, so müßte der Gleichstromeffekt sich doch wohl dadurch ändern lassen, daß man den transformierenden Funken in Luft von höherem Druck überschlagen läßt, denn da würde das Abreißen des Funkens dann bei einer höheren Potentialdifferenz erfolgen. Ob eine solche Steigerung des Gleichstromeffektes auch nach der Erklärungsweise von Herrn v. Geitler zutrifft, läßt sich wohl nicht ohne weiteres angeben.

An der Diskussion beteiligten sich weiter die Herren J. Stark (Aachen), H. Barkhausen (Charlottenburg).

D. Hondros (München-Athen), Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen.

Unter elektromagnetischen Drahtwellen verstehe ich elektromagnetische Störungen, die

sich längs eines Drahtes ohne seitliche Ausstrahlung fortpflanzen.

Sämtliche bisherigen theoretischen Untersuchungen, die sich mit Drahtwellen an einem Einzeldraht beschäftigten, ich erwähne die bekannte Arbeit von Sommerfeld [1]), setzten eine allseitige Symmetrie des Feldes um den Draht voraus und haben zu Resultaten geführt, die sich mit der Erfahrung in befriedigender Weise decken, indem sie die Möglichkeit einer Welle ergaben, welche sich mit fast Lichtgeschwindigkeit und sehr kleiner örtlicher Dämpfung fortpflanzt. Offen aber bleibt: erstens ist diese Welle die einzig mögliche symmetrische Welle; zweitens, wie sind die gewiß vorhandenen unsymmetrischen Wellen beschaffen, und drittens, warum wird auch bei ausgesprochen unsymmetrischer Erregung der Vorgang durch diese eine bekannte Welle bestimmt.

Diese Fragen zu beantworten, habe ich mir auf Anregung von Herrn Prof. Sommerfeld zur Aufgabe gestellt.

Der Gang der Untersuchung ist der bei ähnlichen Problemen übliche: Lösung der Maxwellschen Gleichungen unter Annahme ungedämpfter zeitlicher Periodizität, wellenförmiger Ausbreitung in der Richtung der Drahtachse und harmonischer Abhängigkeit des Feldes vom Azimut in der Form $\binom{\cos}{\sin} n\varphi$. Aus den Grenzbedingungen erhalten wir dann eine ziemlich komplizierte transzendente Gleichung, deren Wurzeln uns Geschwindigkeit und Dämpfung der Welle ergeben.

Das Resultat der Untersuchung war folgendes:

Was die Verteilung der Feldkomponenten anbetrifft, haben wir drei Wellentypen zu unterscheiden:

1. Einen symmetrischen Wellentypus, den gewöhnlich untersuchten, bei dem die elektrische Kraft in den Meridianebenen verläuft, die magnetische Parallelkreise um die Drahtachse bildet. Diesen Typus nenne ich den elektrisch-symmetrischen.

2. Einen ebenfalls symmetrischen Typus, bei dem die elektrische Kraft Parallelkreise bildet, die magnetische in den Meridianebenen verläuft. Diesen Typus nenne ich den magnetisch-symmetrischen.

3. Einen allgemeinen unsymmetrischen Typus, bei dem das Feld rings um den Draht in eine ganze Anzahl kongruenter Gebiete geteilt wird, und die elektrischen wie auch die magtischen Kraftlinien keine ebenen, sondern krumme Kurven bilden.

1) Sommerfeld, Wied. Ann. **67**, 233, 1899.

In bezug auf die Fortpflanzungsverhältnisse haben wir eine weitere Unterscheidung zu treffen.

Im ersten elektrisch-symmetrischen Typus haben wir zunächst die schon bekannte, von Sommerfeld untersuchte Welle, welche hauptsächlich durch ihre geringe Dämpfung gekennzeichnet wird. Diese nenne ich die Hauptwelle. Neben der Hauptwelle haben wir aber eine ganze Serie von Wellen, die ich als Nebenwellen bezeichne, und die durch sehr große Dämpfung charakterisiert sind. In den übrigen beiden Typen, dem magnetisch-symmetrischen und dem allgemeinen unsymmetrischen, fehlt die Hauptwelle, und wir haben nur die Nebenwellenserie, welche im letzten Typus eine doppelte ist.

Diese Nebenwellen möchte ich jetzt etwas ausführlicher beschreiben.

Die Erklärung der schon erwähnten großen Dämpfung finden wir in einer eigentümlichen Umkehrung des Skineffektes. Bei der Hauptwelle entwickelt sich bekanntlich ein starker Skineffekt im Drahte, der ganze Vorgang spielt sich in einer sehr dünnen Oberflächenschicht des Drahtes ab, daher geringe Joulesche Wärmeentwicklung und entsprechend kleine Dämpfung. Im Außenraume nimmt die Feldstärke in der Nähe des Drahtes langsam radial ab. Ganz anders bei den Nebenwellen. Der Skineffekt entwickelt sich, und zwar sehr stark, im umgebenden Dielektrikum, der Draht dagegen wird fast gleichmäßig vom Felde erfüllt, daher große Energievergeudung und große Dämpfung.

Diese Vertauschung der Rollen der beiden Medien tritt auch im Kraftlinienbilde deutlich in die Erscheinung.

Bei der Hauptwelle haben wir das bekannte Bild der elektrischen Kraftlinien, wie es in Fig. 1 schematisch angedeutet ist.

Fig. 1.

Die geradlinigen Kraftlinien verlaufen im Außenraume fast senkrecht zur Drahtoberfläche mit einer geringen Neigung nach vorn, im

Inneren des Drahtes sind sie entsprechend dem Skineffekte stark nach hinten geneigt.

Die Kraftlinien einer Nebenwelle zeigt uns die Fig. 2.

Fig. 2.

Im Außenraume Neigung nach vorne ungefähr um 45°, im Innern dagegen fast senkrechte Stellung der Kraftlinien.

Zum Schluß möchte ich das Gesagte durch ein numerisches Beispiel illustrieren.

Ich betrachte einen Kupferdraht von 4 mm Durchmesser bei einer Schwingungsdauer von 10^{-9} sec. Dieser Schwingungszeit würde im freien Raum eine Wellenlänge von 30 cm entsprechen. Unter diesen Verhältnissen findet Sommerfeld für die Hauptwelle eine Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} \, (1 - 2{,}7 \cdot 10^{-5}) \, \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, also nahezu Lichtgeschwindigkeit. Die Dämpfung ist so gering, daß die Wellenamplitude erst nach Zurücklegung einer Strecke

$$S = 1{,}6 \cdot 10^5 \text{ cm} = 1{,}6 \text{ km}$$

auf $1/e$ reduziert wird. Für irgendeine der ersten Wellen der symmetrischen oder unsymmetrischen Nebenwellenserien finden wir dagegen als Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} \cdot 4{,}1 \cdot 10^{-5} = 12{,}5 \, \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, und die Dämpfung ist so groß, daß die Wellenamplitude schon nach Zurücklegung der Strecke $S = 0.002$ mm auf $1/e$ reduziert wird.

Unter diesen Umständen dürfen wir wohl kaum hoffen, diese Nebenwellen bei metallischen Leitern beobachten zu können, andererseits aber haben wir die Erklärung dafür, daß auch bei unsymmetrischer Erregung der Wellen nur die eine symmetrische Hauptwelle zur Beobachtung kommt, indem von dem ganzen angeregten Komplex von symmetrischen und unsymmetrischen Haupt- und Nebenwellen alle bis auf die symmetrische Hauptwelle im Keime erstickt werden.

(Eingegangen 24. September 1909.)

Diskussion.

Hasenöhrl: Der Vortragende hat ein Beispiel mit einer sehr kleinen Schwingungsdauer angegeben. Ich möchte ihn fragen, ob er vielleicht auch den Fall einer großen Schwingungsdauer untersucht hat, wie sie etwa bei einem Telephongespräch statthat.

Vortragender: Nein, einen solchen Fall habe ich nicht untersucht.

Hasenöhrl: Die Nebenwelle, die in dem ersten Beispiele auftritt, wie ist die angeregt?

Vortragender: Die Anregung der Drahtwellen geschieht durchaus unsymmetrisch. Die erregte unsymmetrische Störung allgemeinsten Charakters können wir uns nach Fourier als aus einem symmetrischen Teil, und solchen, die vom Azimut harmonisch abhängen, zusammengesetzt denken. Diese Bestandteile pflanzen sich nun als symmetrische und unsymmetrische Drahtwellen fort.

Planck: Bei der mathematischen Berechnung ist die Erregung doch wohl rein harmonisch?

Vortragender: Ja, weil wir sonst, wenn wir zeitlich rückwärts gingen, ein Anwachsen der Feldstärke ins Unendliche hätten. Herr Prof. Sommerfeld hat auch aus demselben Grunde in seiner Arbeit eine zeitliche Dämpfung ausgeschlossen.

Schaefer: Auch bei der symmetrischen Welle kann eine starke Dämpfung vorhanden sein, wie in der Sommerfeldschen Arbeit gezeigt ist.

Vortragender: Ja, wenn der Draht so dünn ist, daß der Skineffekt sich nicht ausbilden kann.

Schaefer: Bei Kruppindrähten könnte man die Geschwindigkeit der Hauptwelle, wie eine überschlägliche Berechnung mir gezeigt hat, auf etwa ein Viertel der Lichtgeschwindigkeit herabdrücken. Das ist, soviel ich weiß, experimentell noch nie versucht worden. Es liegt ja nahe, zu diesen Versuchen das Lechersche System zu benutzen, und durch Bestimmung der Knotenlagen die Veränderung als Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit dem Drahtradius zu bestimmen. Der Versuch ist aber so unausführbar, weil wegen der starken Dämpfung der Welle sich keine Interferenzen mehr ausbilden. Es würde aber vielleicht gehen, wenn man ein Resonatorengitter nähme und die Resonanzkurve desselben bestimmte; wenn man dann die Drähte, aus denen die Resonatoren bestehen, immer dünner und dünner machte, müßte sich das Resonanzmaximum allmählich verschieben, und diese Verschiebung würde einen Schluß auf die Geschwindigkeit der Welle im Metall gestatten. Es ist zwar das ein indirekter Beweis, aber es wäre doch wohl wünschenswert, wenn man das einmal ausführte.

Sommerfeld: Die langsamen Telephongespräche fallen unter die Theorie der Drahtwellen für sehr kleine Drahtdicken.

M. Laue (München), Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung.

Daß die Wärmestrahlung Entropie besitzt, geht unmittelbar aus dem zweiten Hauptsatz hervor, da anderenfalls bei der Abkühlung eines Körpers durch Ausstrahlung die Entropie abnähme; es ist mir wahrscheinlich, daß dasselbe auch für alle anderen Strahlungsvorgänge gilt, welche durch molekulare Prozesse erregt werden. Damit ist aber gesagt, daß alle optischen Erscheinungen eine Beziehung zur Thermodynamik haben, daß sie die Entropie entweder vergrößern oder konstant lassen.

Den ersten Schritt zur Erforschung dieser Verhältnisse tat Planck[1]), indem er die Umkehrbarkeit der freien Ausbreitung der Strahlung nachwies. In der Tat kann man es durch geeignet geformte Spiegel aus vollkommen reflektierendem Material immer erreichen, daß ein Strahlenbündel ohne dauernde Veränderung einen und denselben Weg beliebig oft hin- und zurückläuft. In der thermodynamischen Wertung der Spiegelung und Brechung ging man freilich anfangs in die Irre; aus der Erniedrigung der Temperatur der Strahlung, die dabei auftritt, schloß man auf Unumkehrbarkeit, indem man auf Grund des Additionstheorems der Entropie die Entropie des Endzustandes als die Summe aus den Entropien des reflektierten und gebrochenen Strahles berechnete. Erst als sich zeigen ließ, daß gewisse Interferenzerscheinungen geeignet sind, die Spiegelung und Brechung vollständig rückgängig zu machen[2]), erkannte man, daß der Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit die Gültigkeit des Additionstheorems auf inkohärente Schwingungsvorgänge einschränkt, daß man aber zwei kohärenten Strahlen, wie es der reflektierte und gebrochene sind, eine wesentlich kleinere Entropie zuzuschreiben hat, als zwei inkohärenten unter sonst gleichen Umständen. So ließ sich feststellen, daß neben der freien Ausbreitung auch die Spiegelung und Brechung umkehrbar ist, daß also bei allen geometrisch-optischen Vorgängen die Entropie konstant bleibt.

Wie stehen nun aber alle anderen optischen Vorgänge, die man dem Sammelbegriff der Beugungserscheinungen unterordnet, zur Thermodynamik? Seit W. Wien vor rund 15 Jahren die Strahlungstheorie neu belebte, gelten sie für irreversibel[1]), aber, soweit Beweise versucht wurden, auf Grund des Additionstheorems der Entropie. Diesen Beweisgrund können wir jetzt nicht mehr anerkennen, weil die Wellenkomplexe, die bei der Beugung eines Strahlenbündels entstehen, in allen ihren Teilen kohärent sind. Vorläufig ist diese Frage also noch nicht überzeugend beantwortet; im folgenden sollen einige Andeutungen gegeben werden, wie sie zu entscheiden ist. Ausführlichere Veröffentlichungen darüber in den Annalen der Physik stehen bevor.

Vorausgeschickt sei, daß bei der Frage nach der Umkehrbarkeit nur die Beugung an vollkommen spiegelnden oder vollständig durchsichtigen Körpern in Betracht zu ziehen ist; denn jede Absorption von Strahlung macht den Vorgang irreversibel, weil der absorbierte Bruchteil der Energie niemals in einer zu der ursprünglichen Schwingung kohärenten Form wieder zu erhalten ist. Auch die Vorgänge der geometrischen Optik sind nur bei fehlender Absorption umkehrbar. Dennoch wollen wir, um unser Resultat für die Gitterbeugung nachher einfacher aussprechen zu können, auch einen Beugungsvorgang mit Absorption dann als reversibel bezeichnen, wenn die Entropiezunahme bei ihm nur ebenso groß ist, wie wenn derselbe Bruchteil der Strahlungsenergie geometrisch-optisch vernichtet würde. Es ist dies dadurch gerechtfertigt, daß in solchen Fällen ein spezifischer Einfluß der Beugung auf die Entropiezunahme fehlt.

Leider ist es bisher nicht möglich, das Problem in voller Allgemeinheit anzugreifen; immerhin werfen die beiden thermodynamisch leicht zu behandelnden speziellen Fälle schon einiges Licht darauf. Es sind dies die Beugung des Lichtes an durchsichtigen Teilchen, deren Dimensionen gegen die Wellenlänge klein sind, und die Beugung an regelmäßigen Anordnungen vieler, gleicher, beugender Elemente, die wir nach ihrem typischsten Fall kurz als Gitterbeugung bezeichnen wollen.

a) Ich gehe zunächst auf die Beugung an kleinen durchsichtigen Teilchen ein. Rayleigh[2]) hat bekanntlich gezeigt, daß ein kleines Teilchen bei der Bestrahlung mit einer ebenen Welle der Mittelpunkt einer optischen Kugelwelle von dem einfachsten Typus wird, der auch von einem schwingenden Dipol ausgeht.

1) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **1**, 719, 1900.
2) M. Laue, Ann. d. Phys. (4) **20**, 365, 1906; **23**, 1 u. 795, 1907; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 606, 1907; diese Zeitschr. **9**, 778, 1908; M. Planck, diese Zeitschr. **10**, 62, 1909.

1) W. Wien, Wied. Ann. **52**, 132, 1894, bes. S. 142; M. Planck, Ann. d. Phys. **1**, 719, 1900, bes. S. 737; **6**, 818, 1901; Enz. d. math Wiss. (5) **8**, 291, 1909.
2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **12**, 81, 1881.

Doch gilt der Beweis nur für den Fall, daß die Differenz der Dielektrizitätskonstanten des Teilchens und seiner Umgebung klein ist. Frei von dieser Beschränkung geht dasselbe Ergebnis aus den Untersuchungen von Mie[1]) und Debye[2]) für dielektrische, kleine Kugeln hervor. Das Charakteristische an dieser Strahlung ist, daß sie allein von Richtung und Größe der elektrischen Feldstärke der einfallenden Welle abhängt, während deren Fortpflanzungsrichtung keine ausgezeichnete Rolle spielt. Von diesem Beugungsvorgang wollen wir zeigen, daß er unumkehrbar ist.

Den Beweis führen wir indirekt. Es soll das Teilchen von einem linear polarisierten, monochromatischen Strahlenbündel getroffen werden, und wir nehmen an, es gäbe ein Verfahren, um aus der gebeugten Strahlung und dem bei der Beugung übrig gebliebenen Strahlenbündel ein dem ursprünglichen vollständig äquivalentes herzustellen. Zur vollständigen thermodynamischen Äquivalenz zweier polarisierten Strahlenbündel von gleicher Schwingungszahl, gleicher spektraler Breite und gleicher Zeitdauer gehört aber nicht nur Gleichheit der reduzierten spezifischen Intensität und Gleichheit des Produktes aus senkrechtem Querschnitt, Öffnungswinkel und Quadrat des Brechungsindex (welches nach dem Sinussatz bei allen geometrisch-optischen Veränderungen invariant bleibt), sondern auch vollständige Kohärenz; fehlte nämlich die letztere, so könnte man möglicherweise das eine, aber nicht das andere, mit einem dritten (zum ersten kohärenten) Strahlenbündel vereinigen.

Notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist, daß sich aus der gebeugten Strahlung allein ein dem einfallenden Strahlenbündel kohärentes und ihm in den geometrischen Bestimmungsstücken äquivalentes, polarisiertes Strahlenbündel machen läßt. Hinreichend ist diese Bedingung, weil man das letztere geometrisch-optisch mit dem bei der Beugung übrig gebliebenen Strahlenbündel vereinigen kann und dabei ein dem einfallenden gleichwertiges erhält, da dieses auch wieder alle vorhandene Energie in sich vereinigt. Daß sie auch notwendig ist, sieht man, wenn man sich den Beugungsvorgang so oft wiederholt denkt, daß von den einfallenden Strahlenbündeln praktisch nichts übrig bleibt, als eine Reihe gebeugter Wellen. Denn nur, wenn man diese einzeln in zum ursprünglichen Strahl kohärente und geometrisch-optisch gleichwertige, polarisierte Strahlenbündel verwandeln kann, kann man sie alle zu einem ihm äquivalenten Strahlenbündel zusammensetzen.

Nun mögen zwei inkohärente, aber sonst ganz gleiche, linear polarisierte Strahlenbündel gleichzeitig gebeugt werden. Ihren Fortpflanzungsrichtungen erlegen wir keine Beschränkung auf, nur soll die elektrische Feldstärke in ihnen dieselbe Richtung haben. An der gebeugten Strahlung ist dann gegen den ersten Fall nichts geändert, als die Energie, die sich verdoppelt hat. Sie läßt sich also nach dem angenommenen Verfahren in ein den beiden einfallenden geometrisch-optisch gleichwertiges, polarisiertes Strahlenbündel verwandeln, welches aber nun zu keinem der einfallenden Strahlenbündel vollständig, vielmehr zu beiden zur Hälfte kohärent ist. Wir haben dann aus zwei inkohärenten Strahlenbündeln drei partiell kohärente gemacht; aus Formeln, die ich früher einmal abgeleitet habe[1]), geht unmittelbar hervor, daß dieser Endzustand geringere Entropie besitzt als der Anfangszustand. Das als möglich angenommene Verfahren führt also zum Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatze.

Man kann aber auch ohne Benutzung der erwähnten Formeln die obige Annahme ad absurdum führen. Wiederholen wir nämlich den zuletzt betrachteten Beugungsvorgang außerordentlich oft unter genau gleichen Umständen, so bleibt von den beiden Strahlenbündeln schließlich nichts übrig, als eine Reihe von gebeugten Wellen, die man auf die angenommene Art alle in Strahlenbündel verwandeln kann, die den einfallenden Strahlenbündeln, also auch untereinander, geometrisch-optisch gleichwertig sind. Zugleich werden diese untereinander vollständig kohärent. Daher kann man aus ihnen ein Strahlenbündel machen, und der ganze Vorgang hat dann allein das Ergebnis, daß zwei inkohärente Strahlenbündel unter Konstanterhaltung der geometrischen Bestimmungsstücke vereinigt sind. Die spezifische Intensität hat sich dabei verdoppelt und ihre Temperatur dementsprechend stark erhöht. Ein solcher Vorgang ist aber thermodynamisch unmöglich. Er ließe sich zur Konstruktion des Perpetuum mobile zweiter Art verwenden, da er unmittelbar gestattete, ohne Kompensation Wärme von einem kälteren auf einen wärmeren Körper zu übertragen.

Wir schließen daraus, das es kein Verfahren geben kann, welches die Beugung der Strahlung an kleinen, durchsichtigen Teilchen vollständig rückgängig macht, daß diese vielmehr einen irreversiblen Vorgang darstellt.

Für die Beugung an größeren Körpern,

1) G. Mie, Ann. d. Phys. **25**, 377, 1908; Gleichung (93) u. (74).

2) P. Debye, Diss. München 1909; Ann. d. Phys. **30**, 57, 1909.

1) M. Laue, Ann. d. Phys. **23**, 1, 1907.

deren Dimensionen mit der Wellenlänge vergleichbar oder groß gegen die letztere sind, fehlt bisher der entsprechende Beweis. So verschieden aber auch die Beugungserscheinungen an kleinen und großen Körpern sind, so führt doch ein stetiger Übergang von den einen zu den anderen, und es ist nicht einzusehen, wo da eine Grenze zwischen umkehrbaren und nicht umkehrbaren Prozessen liegen soll. Daher muß die Beugung im allgemeinen unumkehrbar sein, unabhängig von der Größe des beugenden Körpers. Dasselbe gilt ferner von der Zerstreuung des Lichtes durch viele, gleiche, flächenhaft oder räumlich regellos verstreute Teilchen. Denn es addieren sich hier die untereinander kohärenten Beugungseffekte der einzelnen Teilchen wegen der großen, regellosen Differenzen im Phasenunterschied zwischen je zwei von ihnen, ohne daß die Interferenzen den Charakter der Erscheinung wesentlich ändern; (erst wenn diese so eng gelagert sind, daß die Beugung der gebeugten Strahlung an den anderen Teilchen eine erhebliche Rolle spielt, treten Abweichungen auf). Daher ist diffuse Reflexion und Zerstreuung in trüben Medien unumkehrbar; die letztere auch dann, wenn es nicht eingelagerte, fremde Teilchen, sondern die Molekeln des Mediums selbst sind, die zerstreuen[1]). Denn wie schon oben erwähnt, besteht kein qualitativer Unterschied zwischen der Beugung an einem kleinen Teilchen und der Zerstreuung durch einen Dipol.

b) In schroffem Gegensatz zu den soeben betrachteten unregelmäßigen Verteilungen gleicher beugender Elemente stehen jene einfach gesetzmäßigen Anordnungen, deren wichtigster Repräsentant das Beugungsgitter ist[2]). Hier überwiegen die Interferenzen wegen der konstanten Phasendifferenz zwischen den Beugungswellen benachbarter Gitterelemente so, daß die Erscheinung im wesentlichen durch sie und nur nebensächlich durch die geometrischen und physikalischen Eigenheiten der Gitterelemente bedingt wird. Und dieser Umstand ist für die Thermodynamik entscheidend.

Wir benutzen im folgenden ein Koordinatensystem, dessen Z-Achse in die Normale der Gitterebene und dessen Y-Achse in die Richtung der Gitterstriche fällt. Die Richtung eines Strahles charakterisieren wir durch die Angabe von zwei seiner drei Richtungskosinus α, β, γ, die wir auf dies Koordinatensystem beziehen; α_0, β_0, γ_0 sollen die Richtung der einfallenden ebenen Welle angeben. Die gebräuchliche, auf Fresnels Ideen zurückgehende, von Kirchhoff mathematisch eingekleidete Beugungstheorie liefert für die Intensität der Lichtschwingung in einem Punkte P, dessen Abstand vom Gitter gegen dessen Dimensionen groß ist und von ihm aus in der Richtung α, β liegt, den Ausdruck

$$\Psi(\alpha,\beta) \frac{\sin^2\left[2M\pi\frac{a}{\lambda}(\alpha-\alpha_0)\right]\sin^2\left[2\pi\frac{b}{\lambda}(\beta-\beta_0)\right]}{M\sin^2\left[\pi\frac{a}{\lambda}(\alpha-\alpha_0)\right]\left[2\pi\frac{b}{\lambda}(\beta-\beta_0)\right]} \quad (1)$$

Die Funktion $\Psi(\alpha,\beta)$ gibt dabei bis auf einen Proportionalitätsfaktor die Intensität an, die in P herrschte, wenn die Beugung nur an einem Gitterelemente stattfände. ($2M$ soll die Zahl der Gitterstäbe, $2b$ ihre Länge, a die Gitterkonstante, λ die Wellenlänge sein.) Nun kann die genannte Theorie nicht als streng anerkannt werden; aber der zweite Faktor in (1) läßt sich leicht durch eine ganz einfache und dabei strenge Betrachtung rechtfertigen. Er drückt nichts anderes aus, als daß $2M$ gleiche Schwingungen mit konstanter Phasendifferenz interferieren, während der dritte Faktor aussagt, daß alle Teile eines Gitterstriches gleichwertig sind. Man schließt aus ihrem Auftreten, da $2M$ und b/λ stets große Zahlen sind, daß nur in der Nähe der Richtungen

$$\alpha_h = \alpha_0 + h\frac{\lambda}{a} \qquad \beta_h = \beta_0 \quad (2)$$

Wellen von merklicher Intensität vom Gitter ausgehen. h durchläuft die Reihe aller positiven und negativen ganzen Zahlen, die mit der Bedingung

$$\alpha_h^2 + \beta_h^2 < 1$$

verträglich sind. Für den Grenzfall $M = \infty$ und $b = \infty$ kann man streng beweisen, daß außerhalb der genannten Richtungen überhaupt keine Strahlung stattfindet. Weit schwieriger wäre die strenge Ermittelung der Funktion Ψ, welche die Intensitäten der Spektren verschiedener Ordnung bedingt. Alle die oft wunderlichen Eigenheiten der Gitterspektren, die durch die Form der Gitterstriche bedingt sind, müssen in ihr eine Erklärung finden. Für die Thermodynamik ist sie aber ganz bedeutungslos.

Wir erwähnten schon unter a), daß für die Thermodynamik von den geometrischen Bestimmungsstücken eines Strahlenbündels nur das Produkt aus dem Öffnungswinkel ω, dem senkrechten Querschnitt und dem Quadrat des Brechungsindex n eine Rolle spielt. Nennen wir die Gitterfläche f und ist ϑ der Winkel zwischen dem Strahl und der Z-Achse, so ist dies Produkt gleich

$$n^2 f\cos\vartheta\,\omega.$$

1) Trotz der beträchtlichen Einwirkung der Moleküle aufeinander ist die Zerstreuung im Mittel davon unabhängig. Vergl. M. Planck, Berl. Sitzungsber. 1902, S. 470; 1903, S. 480; 1904, S. 740; 1905, S. 382; R. Gans und H. Happel, Ann. d. Phys. (4) **29**, 277, 1909, besonders § 3.

2) M. Laue, Ann. d. Phys. (4) **30**, 225, 1909.

Wir bestimmen für den Augenblick die Strahlenrichtung außer durch ϑ noch durch den Winkel φ zwischen der XZ Ebene und der Ebene durch Strahl und Z-Achse. Der Öffnungswinkel eines Strahlenbündels ist dann

$$\omega = \int\int \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi,$$

wenn man die Integration über alle in ihm auftretenden Strahlenrichtungen ausführt. Die Richtungskosinus α, β, γ bestimmen sich aus ϑ und φ durch die Gleichungen

$$\alpha = \sin\vartheta\cos\varphi.$$
$$\beta = \sin\vartheta\sin\varphi.$$
$$\gamma = \cos\vartheta.$$

Es ist die Funktionaldeterminante

$$\frac{\partial(\alpha,\beta)}{\partial(\vartheta,\varphi)} = \cos\vartheta\sin\vartheta,$$

so daß für kleine Öffnungswinkel

$$\omega\cos\vartheta = \int\int d\alpha\, d\beta$$

wird.

Nun folgt aber aus (2), daß die Integrale $\int\int d\alpha\, d\beta$ für alle durch Beugung entstehenden Strahlenbündel denselben Wert haben wie für das einfallende, ferner gehen sie offenbar von derselben Fläche (der Gitterfläche f nämlich) aus, die das einfallende Strahlenbündel beleuchtet, und liegen alle in demselben Mittel. Daher hat für sie das Produkt

$$n^2 f\cos\vartheta\,\omega$$

denselben Wert wie für das einfallende Strahlenbündel. Trotzdem die Gitterbeugung nicht zur geometrischen Optik gezählt werden kann (der Satz vom ausgezeichneten Lichtweg trifft nämlich nicht für sie zu), gilt doch bei ihr der Sinussatz. Endlich sind auch alle gebeugten Strahlenbündel unter sich und zum einfallenden kohärent, lassen sich also zu einem dem einfallenden äquivalenten auf geometrisch-optischem Wege vereinigen. Daher ist die Gitterbeugung ein umkehrbarer Vorgang in dem Sinne, daß bei fehlender Absorption keine Entropiezunahme eintritt, anderenfalls aber diese nur ebenso groß ist, als wenn dieselbe Absorption bei einem Vorgange aus der geometrischen Optik einträte.

Freilich gilt dies Ergebnis nur für Gitter von unendlich großer Ausdehnung. Es ist aber leicht, den Einfluß der Grenzen abzuschätzen. Man kommt da nämlich zu dem Satz, daß die Beugung am Gitter thermodynamisch der Beugung an einer Öffnung von der Form und Größe der Gitterfläche äquivalent ist. Läßt man diese Fläche größer und größer werden, so verschwindet der Beugungseffekt und man nähert sich immer mehr geometrisch-optischen, d. h. umkehrbaren Vorgängen. Ganz Entsprechendes gilt für die Beugung an vielen gleichen, auf einer ebenen Fläche schachbrettartig angeordneten Teilchen; auch sie ist thermodynamisch der Beugung an der ganzen Fläche gleichwertig, daher umkehrbar, wenn wir diese über alle Grenzen wachsen lassen.

Aus diesen Betrachtungen schließen wir: Die Beugung ist im allgemeinen unumkehrbar; verteilt man viele, gleiche, beugende Teilchen regellos, so ist der Beugungseffekt qualitativ der gleiche wie bei einem einzelnen, nur viel stärker, die Entropiezunahme also jedenfalls erheblich größer. Ordnet man dagegen viele gleiche beugende Elemente nach einfachen Regeln gesetzmäßig an, so kann man durch Vergrößerung ihrer Zahl die Entropiezunahme durch Beugung unter jedes Maß hinunterdrücken. Es paßt dies vortrefflich zu der Auffassung des Entropieprinzips als eines auf Ungeordnetheit beruhenden Wahrscheinlichkeitssatzes.

(Eingegangen 17. Oktober 1909.)

Diskussion.

Voigt: Als Herr Laue vorhin sein Problem formulierte, überlegte ich mir, was er wohl herausbekommen hätte, und ich habe da ein Aperçu benutzt, das wohl eine Bedeutung haben kann, um das auf die Gitter bezügliche Resultat zu illustrieren. Nach der Theorie der Wirkungsweise eines Mikroskops von Abbe kommt die geometrische Abbildung eines Gitters durch ein Mikroskop in der Weise zustande, daß hinter dem Objektiv ein von der Lichtquelle durch das Gitter erzeugtes Beugungsphänomen entsteht. Das Okular verwandelt dann das Beugungsbild in ein geometrisches Abbild, und da alle Vorgänge der geometrischen Optik reversibel sind, so erwartete ich in der Tat, daß Herr Laue auch bei der Gitterbeugung finden würde, daß es ein reversibler Vorgang ist, insofern der Beugungsvorgang bei diesem Instrument in eine geometrische Abbildung verwandelt ist.

Vortragender: Ich bin zunächst auf dasselbe gekommen und beim Finden des Resultats haben diese Überzeugungen in der Tat eine erhebliche Rolle gespielt. Auf die mikroskopische Abbildung anderer Körper können sie aber nicht angewendet werden, weil die von diesen gebeugten Wellen stets eine nochmalige Beugung vom Rande des Mikroskopobjektivs erfahren.

Voigt: Natürlich nicht; ich habe deshalb auch sehr absichtlich von einem Aperçu gesprochen; es ist das kein strenger Schluß, aber er scheint mir eine ziemliche Plausibilität zu haben.

Vortragender: Ich möchte noch eine andere Bemerkung anknüpfen. Von der Beugung an großen Öffnungen wird sich wahrscheinlich erweisen lassen, daß die Irreversibilität auf das engste mit dem Auflösungsvermögen optischer Instrumente zusammenhängt. Für die Beugung an kleinen Teilchen ist doch thermodynamisch entscheidend, daß die Wirkungen zweier verschiedener Wellen sich untrennbar mischen lassen. Ähnliches kann bei jedem optischen Instrument eintreten; betrachtet man z. B. durch das Fernrohr zwei sehr nahe aneinander stehende Fixsterne, die nicht mehr aufgelöst werden, so erhält man ein Beugungsscheibchen, dem seine Doppelherkunft nicht anzusehen ist. Auch dies ist eine nach der üblichen Anschauung untrennbare Mischung von Wellen verschiedener Herkunft. Zwar ist damit der Beweis noch nicht geführt, weil nach der Theorie geringe Spuren davon immer noch vorhanden sein sollten. Doch glaube ich, daß sich dies Bedenken noch wird heben lassen.

Arthur Szarvassi (Brünn), Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip.

Das Prinzip der Erhaltung der Energie hat, wie bekannt, durch die Maxwellsche Theorie des Elektromagnetismus eine Fortbildung erfahren. Aus der älteren Form — wie sie heute noch in der Thermodynamik üblich ist —, die meist auf quasi-statische Zustände angewendet wurde, hat sich eine skalare partielle Differentialgleichung herausgebildet, die für jeden Raum- und Zeitpunkt erfüllt sein muß. Diese Form, die auch unter dem Namen des „Prinzips der Lokalisation der Energie" bekannt ist, hat den für die Optik so wichtigen Begriff des Energieflusses entstehen lassen. Für ein ruhendes System, in welchem weder Wärmeproduktion noch Arbeitsleistungen stattfinden, hat die Gleichung bekanntlich die Form der Kontinuitätsgleichung der Hydrodynamik. Ihre wahre Bedeutung erhält sie aber erst für Erscheinungen in bewegten Körpern, da erst in diesem Falle der Arbeitsbegriff eine Stelle in ihr findet.

Zur Aufstellung dieser Gleichung gelangt man in der Weise, daß man irgend einen Teil des bewegten Systems bei seiner Bewegung verfolgt und die Energiebeziehung formuliert, vermöge deren die Vermehrung des gesamten Energieinhalts des betrachteten Raumteils kompensiert werden muß durch einen Arbeitsaufwand von außen und durch Verschwinden von Wärme oder einer äquivalenten Energieform in der Umgebung des Raumes. Es bedeute ψ die Dichte der potentiellen Energie der betreffenden Erscheinungsgruppe, $\mathfrak{s}$ ihren Energiefluß, q die pro Zeit- und Volumeinheit produzierte Wärme im Arbeitsmaße gemessen, $\mathfrak{w}$ die Geschwindigkeitsverteilung; es mögen ferner durch die physikalischen Bedingungen des Systems Kräfte und Spannungen bestimmt werden, so daß die Spannungsdyade die neun Komponenten habe:

$$\begin{matrix} X_x, & X_y, & X_z \\ Y_x, & Y_y, & Y_z \\ Z_x, & Z_y, & Z_z. \end{matrix}$$

Dann lautet die Differentialgleichung des Energieprinzips, deren Form nicht allgemein bekannt zu sein scheint, folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial \psi}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathfrak{s} + \psi \mathfrak{w}) - \left(\frac{\partial \mathfrak{w}_x}{\partial x} X_x + \right. \\ &\left. \frac{\partial \mathfrak{w}_y}{\partial x} Y_x + \cdots + \frac{\mathfrak{w}_z}{\partial z} Z_z\right) + q = 0. \end{aligned}\right| \qquad (E)$$

Eine interessante und wichtige Eigenschaft dieser Gleichung ist die, daß sie nur die Spannungen, nicht aber die Volumkräfte enthält, daß diese also für die Energiebeziehung vollständig gleichgültig sind. Der vorkommende Arbeitsausdruck hat z. B. für das Gebiet der elastischen Erscheinungen die Bedeutung der Deformationsarbeit.

Welche Rolle spielt nun diese Gleichung in der Theorie des elektromagnetischen Feldes? Die in ihr vorkommenden Größen ψ, $\mathfrak{s}$, q und die Spannungen sind Funktionen der Feldvektoren, also z. B. der elektrischen und magnetischen Feldstärke. Denken wir sie in dieser Weise ausgedrückt und in die Energiegleichung (E) eingesetzt. Da die elektromagnetischen Vektoren durch die Feldgleichungen der Theorie bei gegebenen Randwerten vollständig bestimmt sind, darf die Gleichung (E) keine neue Beziehung für dieselben darstellen, sondern muß durch sie identisch erfüllt sein, sobald sie aus den Feldgleichungen bestimmt worden sind. Die Gleichung (E) muß also als Konsequenz aus den Feldgleichungen folgen. Daß man sie tatsächlich als ein Eliminationsresultat aus diesen erhalten kann, wußte man seit langem, man bedachte aber nicht, daß die resultierende Gleichung gerade die Form (E) haben müsse, und daß dieser Zwang eine Bedingung für die Form der Feldgleichungen bedeute.

Gehen wir aus von einem System von Feldgleichungen der folgenden Form:

$$\left.\begin{aligned} &c \operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \cdot \mathfrak{E}) + \mathfrak{i} + \mathfrak{F}(\mathfrak{w}) \\ &-c \operatorname{rot} \mathfrak{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\mu \cdot \mathfrak{H}) + \mathfrak{G}(\mathfrak{w}). \end{aligned}\right| \qquad (F)$$

Die Vektoren $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ sind Funktionen der Feldvektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$, der elektrischen und magnetischen Konstanten ε und μ, die im allgemeinen nicht Skalare sind, sondern infolge der schon anfangs vorhandenen oder durch Deformation entstehenden Anisotropie durch je sechs Bestimmungsstücke gegeben, also symmetrische Dyaden — in der Gibbsschen Beziehungsweise — sind, endlich der Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$, aber auch der räumlichen und zeitlichen Ableitungen erster Ordnung dieser Größen; und zwar derart, daß $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ mit $\mathfrak{w}$ zugleich verschwinden. Man bilde nun aus dem System (F) in allgemeinster Weise eine skalare Differentialgleichung erster Ordnung, die in bezug auf $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ vom zweiten Grade ist, indem man die erste Gleichung mit einem Vektor $\mathfrak{a}$, die zweite mit einem Vektor $\mathfrak{b}$ multipliziert und die resultierenden Gleichungen addiert; die Vektoren $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ seien beliebige lineare Vektorfunktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, die auch die Geschwindigkeit enthalten können. Ob die so erhaltene skalare Gleichung die Energiegleichung der Theorie darstellt, kann erst nach Festlegung des Gesetzes der Wärmeproduktion erkannt werden. Wir wollen beispielsweise bestimmen, daß

$$q = \mathfrak{E} \cdot \mathfrak{i},$$

wodurch zugleich eine Entscheidung über die physikalische Bedeutung des Vektors $\mathfrak{E}$ getroffen wird.

Es zeigt sich nun, daß die Vorschrift, die erhaltene skalare Gleichung müsse mit (E) identisch sein, die beiden Vektorfunktionen $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ eindeutig bestimmt, daß ferner gewisse Bedingungen für die Form der Feldgleichungen (F) folgen, endlich daß, falls diese Bedingungen erfüllt sind, die Werte der Energiedichte, des Energieflusses — natürlich bis auf einen divergenzfreien Vektor — und der Spannungen im elektromagnetischen Felde sich eindeutig berechnen lassen.

Folgenden Spezialfall wollen wir hervorheben. Gesetzt, es haben die Feldgleichungen die spezielle Form:

$$\left.\begin{aligned} c\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{H} &= \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \mathfrak{i} + \mathfrak{F}(\mathfrak{w}) \\ -c\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{E} &= \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \mathfrak{G}(\mathfrak{w}); \end{aligned}\right| \qquad (\mathrm{F}')$$

d. h. die rechten Seiten der Gleichungen lassen sich durch die beiden Vektoren $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ darstellen, wobei die Funktionen $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ keine zeitlichen Ableitungen dieser Vektoren mehr enthalten. Für $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ mögen die Definitionsgleichungen bestehen:

$$\begin{aligned} \mathfrak{D} &= \varepsilon \cdot \mathfrak{E} + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}, \mathfrak{H}, \mathfrak{w}) \\ \mathfrak{B} &= \mu \cdot \mathfrak{H} + \mathfrak{g}(\mathfrak{E}, \mathfrak{H}, \mathfrak{w}); \end{aligned} \qquad (\mathrm{D})$$

$\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{g}$ sind lineare Vektorfunktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, die mit $\mathfrak{w}$ zugleich verschwinden. Es zeigt sich für diesen Fall, daß die Energiegleichung (E) nur erfüllbar ist, wenn

$$\mathfrak{f} = \mathfrak{g} = 0,$$

und daß die Energiedichte jedenfalls den Wert hat:

$$w = \frac{1}{2}(\mathfrak{E} \cdot \varepsilon \cdot \mathfrak{E} + \mathfrak{H} \cdot \mu \cdot \mathfrak{H}).$$

Der Gattung (F') von Feldgleichungen gehören nun die Gleichungssysteme von Lorentz, Cohn und Minkowski an. Da in diesen Theorien aber die Funktionen $\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{g}$ keineswegs als Null angenommen sind, müssen jene das Prinzip der Erhaltung der Energie verletzen.

Ich habe getrachtet, diese Konsequenz an einer speziellen Erscheinung nachzuweisen. Daß diese Verletzung des Energieprinzips nicht an der Oberfläche liegen konnte, war klar; die Forscher hätten dieselbe sonst längst bemerkt. Eine nähere Untersuchung zeigte, daß sie nur bei Bewegungen mit ungleichförmiger Geschwindigkeit hervortreten konnte. Es gelang mir den genannten Mangel an folgendem Fall aufzudecken:

In einem innen und außen vollkommen spiegelnden Hohlzylinder bewegte sich reibungsfrei ein ebensolcher Kolben; seine nach innen gekehrte Fläche sei mit einer Platte eines vollkommen durchsichtigen, unmagnetisierbaren Dielektrikums belegt. Vom Boden des evakuierten Zylinders her falle ein Zug ebener, linear polarisierter, homogener Lichtwellen auf den Kolben, und werde — zum Teil nach vielfachen Reflexionen innerhalb der Platte — wieder zurückreflektiert. Die Differenz zwischen der auf den Kolben fallenden und zurückreflektierten Energie muß wiedergefunden werden als Vermehrung des elektromagnetischen Energieinhalts des Zylinders und als Arbeitsleistung des Drucks, den das Licht auf den bewegten Kolben ausübt. Zugrunde gelegt wurde die Lorentzsche Theorie. Die Feldgleichungen derselben wurden integriert für den allgemeinen Fall nichtstationärer Geschwindigkeit, und die gefundenen Werte der Feldstärken in die von der Theorie geforderten Ausdrücke für den Energiefluß, die Energiedichte und die auf den Kolben wirkenden Spannungen und Kräfte des Lichtes eingesetzt. Es zeigte sich dann, daß die Differenz zwischen der dem Spiegel zufließenden Energie einerseits und der Summe aus zurückkehrendem Energiestrom, Vermehrung des elektromagnetischen Energieinhalts des betrachteten Raumes und der Arbeit aller auf den Spiegel wirkenden Kräfte andererseits

im allgemeinen nicht Null war, sondern gleich dem Ausdruck

$$\frac{v_0 w'}{c^2} \int_{z_0}^{z_1} (G^2 - F^2)\, dz.$$

Hier bedeuten $w' = \frac{dw}{dt}$ die Beschleunigung der Platte, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, v_0 jene in der dielektrischen Platte, falls dieselbe ruhte, F und G die Wellenfunktionen des im Dielektrikum gegen den Spiegel wandernden, bezw. reflektierten Lichtes, endlich z_0 und z_1 die Koordinaten der inneren und äußeren Grenzfläche der Platte, bezogen auf ein ruhendes Koordinatensystem, dessen positive z-Achse vom Boden des Zylinders gegen den Spiegel gerichtet ist. Dieser Ausdruck ist sicher nicht Null; denn das Licht kehrt im allgemeinen nach der Reflexion am bewegten Spiegel mit geänderter Amplitude zurück. Ist z. B. w positiv, d. h. bewegt sich der Spiegel im Sinne der Lichtfortpflanzung, so kehrt das Licht geschwächt zurück, und es ist $G^2 < F^2$; ist also auch w' positiv, so ist der genannte Ausdruck wesentlich negativ; es findet demnach ein unkompensierter Energiegewinn statt.

Man könnte, anknüpfend an neuere Untersuchungen der Herren Planck, Hasenöhrl usw., meinen, daß der hier gewählte spezielle Mechanismus die Verletzung des Energieprinzips durch die Lorentzsche Theorie deshalb nicht erweise, weil für einen bewegten Körper, in dessen Innerem eine elektromagnetische Strahlung herrscht, nicht die gewöhnliche Energiebeziehung gelte. Es ist aber klar, daß dieser Einwand nicht stichhaltig wäre: denn die betreffenden Untersuchungen gründen sich auf die Theorie der Hohlraumstrahlung, diese aber ist fundiert auf einer bestimmten Theorie des Elektromagnetismus, nämlich gerade auf jener, deren Unzulänglichkeit in energetischer Hinsicht hier nachgewiesen worden ist.

(Eingegangen 1. Oktober 1909.)

Diskussion.

Mie: Es hat schon früher einmal Abraham einen ähnlichen Einwand gegen die Lorentzsche Relativitätstheorie erhoben, indem er sagte, nach der Lorentzschen Relativitätstheorie wären die Naturerscheinungen nicht rein elektromagnetisch zu erklären, weil ein Teil der Energie, die ein Elektron bei beschleunigter Bewegung aufnimmt, nicht dem elektromagnetischen Feld zugute kommt, sondern, wenn man so sagen will, als Deformationsarbeit zur Deformation des Elektrons verbraucht wird. Ich möchte den Vortragenden fragen, ob der Widerspruch, den er zwischen der Relativitätstheorie und dem Energieprinzip gefunden hat, nicht vielleicht in ähnlicher Weise gelöst werden kann, daß man nämlich nicht so rechnen darf, als ob die ganze Energiemenge, die ein Elektron aufnimmt, rein elektromagnetisch sei, sondern noch eine neue Energiemenge in dem bewegten Elektron selber hinzufügen muß.

Einstein: Ich meine, daß ein Körper, welcher Kräften unterworfen ist, daß dieser, wenn er von einem relativ bewegten Koordinatensystem betrachtet wird, deshalb, weil er Kräften unterworfen ist, eine Energie repräsentiert. Macht man diese Annahme nicht, so tritt eine Verletzung des Energieprinzips ein. Glauben Sie nicht, daß das von Ihnen behandelte Beispiel vielleicht darauf beruhen könnte? Ist Ihnen klar, was ich meine?

Vortragender: Nicht vollständig.

Einstein: Man kann zeigen, daß ein bewegter Körper, welcher Kräften unterworfen ist, deren Resultierende nicht verschwindet, dadurch in gewissen Fällen nicht beschleunigt wird. Man muß in der Relativitätstheorie deshalb annehmen, daß der bewegte, Kräften unterworfene (starre) Körper einen gewissen Energieinhalt besitzt; sonst kommt man zu einer Verletzung des Energieprinzips.

Vortragender: Das würde bedeuten, daß außer der sogenannten Bewegungsenergie des Systems im landläufigen Sinn und außer der sogenannten gewöhnlichen potentiellen elektrischen Energie des Systems noch ein Energieteil hinzutritt. Dieser Teil müßte, weil ich über die Größe ψ nichts vorausgesetzt habe, in dieser Funktion drin stecken. Ich habe ja gar nichts über die Form der Funktion ψ gesagt. Die Energiegleichung spricht das Energieprinzip ganz allgemein aus. Diese weitere Energiegröße kann sehr wohl in ψ enthalten sein.

Einstein: Darauf kann ich nichts sagen, weil ich nicht genug in den Geist dieser Überlegung eingedrungen bin.

Vortragender: Was die andere Bemerkung betrifft, so wäre es ja sehr erwünscht, wenn schon Abraham auf diese Inkongruenzen der gegenwärtig herrschenden elektromagnetischen Theorien hingewiesen hätte. Aber ich glaube, Herr Mie bezieht sich auf die Vorgänge beim Elektron, wo Abraham meint, daß ein nicht starres Elektron fremde Energie benötige. Das hat aber hier keine Anwendung; denn ich habe nichts vorausgesetzt, als die Feldgleichungen, und es ist gleichgültig, aus welcher theoretischen Vorstellung sie fließen.

Max Born (Göttingen). **Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips.**

M. H.! Die in neuerer Zeit ausgeführten Bestimmungen der elektromagnetischen Masse als Funktion der Geschwindigkeit sind bekanntlich von den betreffenden Experimentatoren zugunsten der Lorentzschen, zuungunsten der Abrahamschen Formel für diese Abhängigkeit gedeutet worden (Bucherer[1]), Hupka[2]). Es erscheint daher angezeigt, die theoretischen Grundlagen für die Lorentzsche Formel, welche ja so eng mit dem Relativitätsprinzipe verknüpft ist, einer genauen Prüfung zu unterziehen; denn es ist bekannt (worauf ich bei der Kürze der mir zur Verfügung stehenden Zeit nicht ausführlicher eingehen kann), daß gegen die ursprüngliche Lorentzsche Ableitung der Formel Einwürfe erhoben worden sind, weil sich dabei verschiedene Werte für die Masse ergeben, je nachdem man von dem Energiesatze oder dem Impulssatze ausgeht. Andererseits kann man die Herleitung der Formel, wie sie Einstein in seiner ersten Arbeit[3]) über das Relativitätsprinzip gegeben hat, kaum eine elektrodynamische Begründung der Trägheitserscheinungen der Elektronen nennen; denn dort wird die Gültigkeit der Newtonschen Bewegungsgesetze für unendlich langsame Bewegungen eines Massenpunktes vorausgesetzt und dann werden mit Hilfe des Relativitätsprinzips die Bewegungsgesetze für beliebige Bewegungen des Punktes erschlossen. Ich habe daher eine neue Theorie der Dynamik des Elektrons ausgearbeitet[4]), welche das Relativitätsprinzip als Grundlage hat, und zwar unter Benützung der Anschauungen, die von Minkowski[5]) ausgebildet und verwandt worden sind.

Die wesentliche Schwierigkeit, um die es sich dabei handelt, bietet die kinematische Konstitution des Elektrons bei beliebigen Bewegungen. Bekanntlich liegt der Lorentzschen Theorie die Vorstellung des „deformierbaren Elektrons" zugrunde, welches nur bei gleichförmigen Bewegungen definiert wird, und zwar derart, daß es dabei eine von der Geschwindigkeit abhängige Kontraktion in der Bewegungsrichtung erleidet; die Gültigkeit der Theorie erstreckt sich demnach nur auf quasistationäre Bewegungen, d. h. solche, die von der gleichförmigen nur wenig abweichen. Für eine strenge Theorie ist zunächst das Lorentzsche Deformationsgesetz von den gleichförmigen Bewegungen in geeigneter Weise auf beliebige Bewegungen zu verallgemeinern. In welcher Weise das zu geschehen hat, läßt sich an der Hand der nachstehenden Figur (Fig. 1) erläutern. Bewegt sich ein Punkt längs der x-Achse, so kann man seine Bewegung durch eine Kurve darstellen in einem Koordinatensystem, dessen Abszissenachse die Koordinate x, dessen Ordinatenachse die Zeit t bedeutet. Zwei im Sinne der gewöhnlichen Mechanik starr miteinander verbundene Punkte, die sich auf der x-Achse bewegen, liefern in dieser Darstellung zwei Kurven, deren Abstand längs den Geraden $t = \text{const.}$ gemessen, unveränderlich ist. Dieser Starrheitsbegriff widerspricht dem Relativitätsprinzip; denn er ist nicht invariant gegenüber jenen Lorentz-Einsteinschen Transformationen, welche die Äquivalenz aller solchen Koordinatensysteme ausdrücken, deren Achsenrichtungen zu den Gebilden

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = +1$$

konjugiert sind (wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet). Man erkennt nun leicht, daß es im allgemeinen überhaupt keine analoge invariante Relation zwischen den Koordinaten zweier bewegter Punkte allein gibt, wie es die Entfernung in der gewöhnlichen Mechanik ist. Wohl aber gibt es eine solche invariante Relation zwischen irgend zwei unendlich nahen Punkten, welche ausdrückt, daß die Entfernung derselben in einem mitbewegten Koordinatensystem, d. h. gemessen längs der zur Tangente der Bahnkurve bezüglich des Gebildes

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = +1$$

konjugierten Richtung, unveränderlich ist. So gelangt man dazu, einen infinitesimalen Starrheitsbegriff einzuführen, der seinen Ausdruck in einem System von 6 partiellen Differentialgleichungen findet. Um zu den endlichen Bewegungsgesetzen zu gelangen, hat man diese zu integrieren. Es ist mir noch nicht gelungen, das allgemein auszuführen, wohl aber in dem Spezialfalle, wo die Punkte des

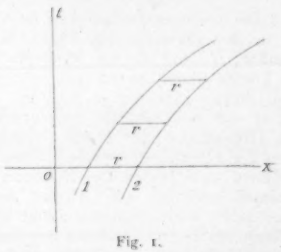


Fig. 1.

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. **9**, 755—762, 1908; Ann. d. Phys. **28**, 513—536, 1909.
2) E. Hupka, Verh. d. Deutsch. Ph. Ges. **11**, 249—258, 1909.
3) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 891, 1905.
4) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.
5) H. Minkowski, Nachr. d. k. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, math.-phys. Kl., S. 53 ff. 1908; diese Zeitschr. **10**, 1909 und Jahresber. d. deutsch. Mathematiker-Vereinigung, 1909. (Auch als Sonderdruck erschienen.)

Körpers sich auf parallelen geraden Linien bewegen. Es genügt dann die Betrachtung der Punkte auf einer dieser Geraden, etwa der x-Achse, und man kann die Art des Zusammenhangs der Punkte so beschreiben, daß die Verwandtschaft mit der durch Fig. 1 erläuterten gewöhnlichen Starrheit in die Augen springt. Wenn nämlich die Bewegung eines Punktes, d. h. eine Kurve der xt-Ebene, bekannt ist, so findet man die Bewegungen der mit ihm starr verbundenen Punkte folgendermaßen (Fig. 2):

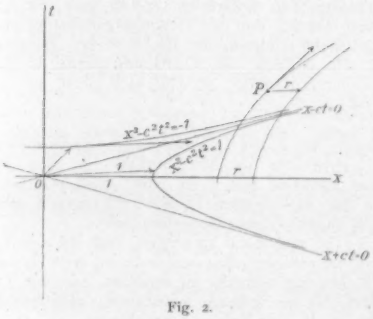


Fig. 2.

Man konstruiere sich die beiden invarianten Hyperbeln

$$x^2 - c^2 t^2 = \pm 1,$$

welche die geraden Linien $x \pm ct = 0$ zu Asymptoten haben. Dann ziehe man in einem Punkte P der gegebenen Kurve die Tangente und in der bezüglich jener Hyperbeln konjugierten Richtung einen Strahl, dessen Länge gleich dem r-fachen des in dieser Richtung liegenden Halbdurchmessers der Hyperbel $x^2 - c^2 t^2 = 1$ gemacht wird, wobei r die Entfernung der beiden Punkte bedeutet, wenn sie beide ruhen. Führt man diese Konstruktion in jedem Punkte der gegebenen Kurve aus, so findet man die gesuchte Kurve des starr verbundenen Punktes [1]). Im Falle der gleichförmigen Bewegung ist diese Konstruktion mit dem Lorentzschen Deformationsgesetz identisch.

An dem so entstehenden Bilde erkennt man eine merkwürdige Eigenschaft dieser neuen „starren" Körper. Jene Strahlen, welche zu der einen Kurve nach unserer Konstruktion die zweite zuordneten, sind im allgemeinen nicht, wie in Fig. 1, parallel, und haben daher eine Enveloppe, über die sie nicht hinausdringen (Fig. 3). Demnach kann ein solcher Körper nur eine endliche Ausdehnung haben, und da die Enveloppe um so näher an der

1) Diese Konstruktion gilt nur im Falle der Translation.

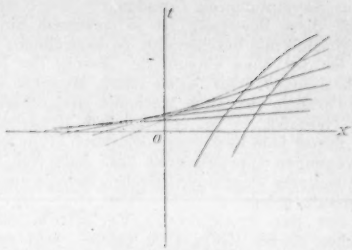


Fig. 3.

Ausgangskurve liegt, je größer deren Krümmung ist, so folgt, daß der Körper um so kleiner sein muß, je größer seine Beschleunigung ist. Man erkennt leicht, daß, wenn der Körper in einer Kugel vom Radius R Platz hat, stets

$$b < \frac{c^2}{R}$$

sein muß, wo b, der „Betrag der Beschleunigung" [1]), aus der gewöhnlichen Beschleunigung durch Division mit dem Faktor $\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^2$ hervorgeht. Das tatsächliche Vorkommen ungeheurer Beschleunigungen von Elektronen zeigt demnach an, daß die Elektronen, sofern sie solche in dem neuen Sinne starre Gebilde sind, außerordentlich klein sein müssen. Doch liefert diese Beschränkung für die Größe der Elektronen noch Werte, die weit über den gewöhnlich angenommenen liegen; denkt man sich z. B. ein Elektron von $^1/_3$ Lichtgeschwindigkeit zur Ruhe gebracht auf einer Weglänge, die gleich dem Durchmesser eines Wasserstoffatoms (10^{-8} cm) ist, so ergibt sich $b = 5 \cdot 10^{27}\,\mathrm{cm\,sec^{-2}}$, also $R < 1{,}8 \cdot 10^{-7}$ cm, während der gewöhnlich angenommene Wert $R = 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt; diesem würde als Höchstgrenze der Beschleunigung $b < 6 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm\,sec^{-2}}$ entsprechen. Es ist demnach nicht zu erwarten, daß die Erfahrung für oder gegen diese Konsequenz der Theorie, aus der die Notwendigkeit der Annahme einer atomistischen Struktur der Elektrizität hervorgeht, entscheiden wird.

Es gibt nun eine ausgezeichnete beschleunigte Bewegung, die der gleichförmig beschleunigten der alten Mechanik entspricht und die ich „Hyperbelbewegung" nenne. Während nämlich in der alten Mechanik die Bewegung eines starren Körpers mit konstanter Beschleunigung (vertikaler Wurf) in einem xt-Koordinatensystem durch eine Schar von parallelen Parabeln dargestellt wird, ist das Bild dieser Hyperbelbewegung eine Schar von Hyperbeln,

1) Minkowski, diese Zeitschr. 10, 108, 1909; Jahresb. d. deutsch. Math.-Ver. 18, 84.

deren Asymptoten die Geraden $x + ct = 0$ sind. Auch diese Bewegung ist in gewissem Sinne als gleichförmig beschleunigt zu bezeichnen, da bei ihr der oben eingeführte „Betrag der Beschleunigung" b für jeden Punkt konstant ist. Die Parabeln der alten Mechanik sind offenbar der Grenzfall $c = \infty$ von solchen Hyperbeln. Da ferner jede Bewegung sich durch Hyperbelbewegungen approximieren läßt, habe ich sie den weiteren elektrodynamischen Berechnungen zugrunde gelegt.

Um das dynamische Verhalten eines solchen starren Körpers zu prüfen, wird man denselben mit elektrischer Ladung versehen denken und die von ihm auf sich selbst ausgeübten Kräfte bestimmen. Zunächst ist zu diesem Zwecke das Feld des Elektrons zu berechnen. Ohne daß man über Form und Ladungsverteilung irgendwelche Voraussetzungen zu machen braucht, ergibt sich dabei das folgende:

Bei einer Hyperbelbewegung, deren Beschleunigung ja beliebig große Werte haben kann, führt das Elektron sein Feld mit sich; Strahlung ist nicht vorhanden. Das Feld ist von dem gewöhnlichen statischen natürlich verschieden; vom Elektron selber aus beurteilt ist aber, genau wie bei der gleichförmigen Bewegung, kein magnetisches Feld vorhanden, und das elektrische leitet sich durch Differentiation (wenn auch in etwas modifizierter Weise) aus einem Potential Φ ab, das einer der Gleichung $\Delta\Phi = \varrho$ sehr analogen Differentialgleichung

$$\Delta\Phi + \frac{1}{x}\frac{\partial\Phi}{\partial x} - \frac{\Phi}{x^2} = \varrho$$

genügt.

Als ponderomotorische Kräfte auf die Ladungseinheit habe ich, im Einklang mit dem Lorentzschen Ansatz $\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[w\mathfrak{H}]$, den von Minkowski als „elektrische Ruhkraft" bezeichneten Vektor angesehen, d. h. in jedem Punkte die elektrische Feldstärke, wie sie in einem Koordinatensystem gemessen wird, dessen Bewegung mit der Momentanbewegung des Punktes übereinstimmt. Dagegen erkennt man leicht, daß die Art, wie üblicherweise aus diesen Einzelkräften die resultierenden Kräfte durch Integration über das Volumen des Elektrons in einem Augenblick gebildet werden, dem Relativitätsprinzip widerstreitet.

Aus diesem Umstande entspringen jene in der Lorentzschen Theorie auftretenden Widersprüche. Durch eine naheliegende Modifikation jenes Ansatzes gewinnt man solche Resultierende, welche gegen die Lorentz-Transformationen invariant sind; dieselben sind aber nicht mit dem Raumintegral der Einzelkräfte identisch, und damit verlieren auch die Begriffe Gesamtenergie, Gesamtimpuls usw. für die Elektronenmechanik ihre Bedeutung. Das Resultat der Rechnung ist dies: die Komponenten der resultierenden Kraft senkrecht auf der Bewegungsrichtung sind im allgemeinen, selbst bei quasistationärer Bewegung, nicht Null. Da aber die Beobachtung lehrt, daß zur Aufrechterhaltung derselben keine äußeren seitlichen Kräfte erforderlich sind, so folgt, daß die Ladung in spezieller Weise verteilt sein muß, und zwar in homogenen, kugelförmigen, konzentrischen Schichten, sofern man die Annahme macht, daß die Bewegungsrichtung eine willkürliche Richtung im Elektron ist. Betrachten wir endlich die Kraftkomponente in der Bewegungsrichtung, so läßt sich diese auf die Form

$$-\mu b_x$$

bringen, wo b_x die x-Komponente des Beschleunigungsvektors im Mittelpunkte, μ eine gewisse Funktion von b ist, die sonst nur noch von der elektrischen Dichte abhängt; μ wird als Ruhmasse anzusprechen sein.

Es ist nun noch zu zeigen, daß ein äußeres Kraftfeld existiert, das imstande ist, eine Hyperbelbewegung aufrecht zu erhalten. In der Tat leistet das ein äußeres konstantes, elektrisches Feld E_x in der Bewegungsrichtung.

Man bekommt demnach für solche Bewegungen, die von der Hyperbelbewegung nur wenig abweichen, die mechanische Grundgleichung in der Minkowskischen Form

$$\mu \frac{d^2x}{d\tau^2} = e E_x \frac{dt}{d\tau},$$

wo τ die Eigenzeit bedeutet.

Was nun die Funktion μ (b) betrifft, so ergibt sich, daß diese bis auf Glieder zweiter Ordnung in b, deren Koeffizient zugleich mit dem Radius des Elektrons verschwindet, konstant ist, und zwar findet man den bekannten Wert

$$\mu = \frac{4}{3c^2} U,$$

wo

$$U = \frac{1}{8\pi}\int\int \frac{\varrho\bar{\varrho}}{r}\, dw\, d\bar{w}$$

die elektrostatische Energie des Elektrons bedeutet. Führt man dann noch die „gewöhnliche" Masse durch die Lorentzsche Relation

$$m = \frac{\mu}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

ein, so gewinnt man die Bewegungsgleichung in der Einstein-Planckschen Form:

$$\frac{d m w_x}{dt} = e E_x,$$

und der Energiesatz nimmt die Gestalt an:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{1}{c^2} e E_x w_x .$$

Durch Superposition von Lorentz-Transformationen läßt sich die Theorie leicht derart verallgemeinern, daß sie alle in praxi vorkommenden Fälle umfaßt.

(Eingegangen 14. Oktober 1909.)

Diskussion.

Sommerfeld: Die große Vereinfachung und Verschönerung der Theorie, welche durch die neue Starrheitsdefinition und die glücklichen Gedanken von Born gegeben wird, kann niemand besser würdigen als ich, weil ich mich auch früher mit der gleichförmig beschleunigten Bewegung beschäftigt habe und auf Grund der alten Starrheitsdefinition zu äußerst undurchsichtigen Ausdrücken gelangt bin. Aber hervorheben möchte ich doch das eine: das Relativitätsprinzip kann nur etwas über die gleichmäßige Bewegung aussagen; in Fällen beschleunigter Bewegung kann es Ansätze wohl nahe legen, aber nie zwingende Schlüsse liefern, z. B. bezüglich der Form der ponderomotorischen Kräfte; so könnte man bei Ihren Ansätzen zu den Kräften Glieder hinzusetzen, die nicht mehr die Geschwindigkeit enthalten. Ich bin sehr dafür, daß man solche Glieder wegläßt (und die Ansätze von Born scheinen jedenfalls die einfachsten unter vielen anderen möglichen). Aber einen zwingenden Grund dafür kann das Relativitätsprinzip nicht liefern.

Vortragender: Aber nicht jede Annahme, die man über die Beschleunigungen macht, genügt dem Relativitätsprinzip (Sommerfeld: Natürlich nicht!) Ich habe die einfachste Annahme genommen und mich überall im wesentlichen an Minkowski angeschlossen. Das einzig Neue ist vielleicht die Zusammensetzung der Kräfte am starren Körper zu Resultierenden.

A. Einstein (Zürich), Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung.

Als man erkannt hatte, daß das Licht die Erscheinungen der Interferenz und Beugung zeige, da erschien es kaum mehr bezweifelbar, daß das Licht als eine Wellenbewegung aufzufassen sei. Da das Licht sich auch durch das Vakuum fortzupflanzen vermag, so mußte man sich vorstellen, daß auch in diesem eine Art besonderer Materie vorhanden sei, welche die Fortpflanzung der Lichtwellen vermittelt. Für die Auffassung der Gesetze der Ausbreitung des Lichtes in ponderabeln Körpern war es nötig, anzunehmen, daß jene Materie, welche man Lichtäther nannte, auch in diesen vorhanden sei, und daß es auch im Innern der ponderabeln Körper im wesentlichen der Lichtäther sei, welcher die Ausbreitung des Lichtes vermittelt. Die Existenz jenes Lichtäthers schien unbezweifelbar. In dem 1902 erschienenen ersten Bande des vortrefflichen Lehrbuches der Physik von Chwolson findet sich in der Einleitung über den Äther der Satz: „Die Wahrscheinlichkeit der Hypothese von der Existenz dieses einen Agens grenzt außerordentlich nahe an Gewißheit".

Heute aber müssen wir wohl die Ätherhypothese als einen überwundenen Standpunkt ansehen. Es ist sogar unleugbar, daß es eine ausgedehnte Gruppe von die Strahlung betreffenden Tatsachen gibt, welche zeigen, daß dem Lichte gewisse fundamentale Eigenschaften zukommen, die sich weit eher vom Standpunkte der Newtonschen Emissionstheorie des Lichtes als vom Standpunkte der Undulationstheorie begreifen lassen. Deshalb ist es meine Meinung, daß die nächste Phase der Entwicklung der theoretischen Physik uns eine Theorie des Lichtes bringen wird, welche sich als eine Art Verschmelzung von Undulations- und Emissionstheorie des Lichtes auffassen läßt. Diese Meinung zu begründen, und zu zeigen, daß eine tiefgehende Änderung unserer Anschauungen vom Wesen und von der Konstitution des Lichtes unerläßlich ist, das ist der Zweck der folgenden Ausführungen.

Der größte Fortschritt, welchen die theoretische Optik seit der Einführung der Undulationstheorie gemacht hat, besteht wohl in Maxwells genialer Entdeckung von der Möglichkeit, das Licht als einen elektromagnetischen Vorgang aufzufassen. Diese Theorie führt statt der mechanischen Größen, nämlich Deformation und Geschwindigkeit der Teile des Äthers, die elektromagnetischen Zustände des Äthers und der Materie in die Betrachtung ein und reduziert dadurch die optischen Probleme auf elektromagnetische. Je mehr sich die elektromagnetische Theorie entwickelte, desto mehr trat die Frage, ob sich die elektromagnetischen Vorgänge auf mechanische zurückführen lassen, in den Hintergrund; man gewöhnte sich daran, die Begriffe elektrische und magnetische Feldstärke, elektrische Raumdichte usw. als elementare Begriffe zu behandeln, die einer mechanischen Interpretation nicht bedürfen.

Durch die Einführung der elektromagnetischen Theorie wurden die Grundlagen der theoretischen Optik vereinfacht, die Anzahl der willkürlichen Hypothesen vermindert. Die alte Frage nach der Schwingungsrichtung des polarisierten Lichtes wurde gegenstandslos. Die Schwierigkeiten, betreffend die Grenzbedingungen an der Grenze zweier Media ergaben sich aus dem Fundament der Theorie. Es bedurfte keiner willkürlichen

Hypothese mehr, um longitudinale Lichtwellen anzuschließen. Der erst in neuerer Zeit experimentell konstatierte Lichtdruck, welcher in der Theorie der Strahlung eine so wichtige Rolle spielt, ergab sich als Konsequenz der Theorie. Ich will gar keine erschöpfende Aufzählung der wohlbekannten Errungenschaften hier versuchen, sondern einen Hauptpunkt ins Auge fassen, in bezug auf welchen die elektromagnetische Theorie mit der kinetischen Theorie übereinstimmt oder, besser gesagt, übereinzustimmen scheint.

Nach beiden Theorien erscheinen nämlich die Lichtwellen im wesentlichen als ein Inbegriff von Zuständen eines auch bei Abwesenheit von Strahlung allenthalben vorhandenen hypothetischen Mediums, des Äthers. Es war daher anzunehmen, daß Bewegungen dieses Mediums auf die optischen und elektromagnetischen Erscheinungen von Einfluß sein müssen. Das Suchen nach den Gesetzen, welchen dieser Einfluß unterliege, veranlaßte eine Wandlung in den die Natur der Strahlung betreffenden Grundanschauungen, deren Verlauf wir kurz betrachten wollen.

Die Grundfrage, die sich da aufdrängte, war folgende: Macht der Lichtäther die Bewegungen der Materie mit, oder ist er im Innern bewegter Materie anders bewegt als diese, oder endlich nimmt er vielleicht an den Bewegungen der Materie überhaupt gar nicht Anteil, sondern bleibt stets in Ruhe. Um diese Frage zu entscheiden, stellte Fizeau einen wichtigen Interferenzversuch an, der auf folgender Überlegung beruht. Es breite sich das Licht in einem Körper mit der Geschwindigkeit V aus, falls dieser ruht. Falls dieser Körper, wenn er bewegt ist, seinen Äther vollkommen mitnimmt, so wird sich in diesem Falle das Licht relativ zum Körper ebenso ausbreiten, wie wenn der Körper ruhte. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit relativ zum Körper wird also auch in diesem Falle V sein. Absolut genommen, d. h. relativ zu einem nicht mit dem Körper bewegten Beobachter, wird aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Lichtstrahles gleich sein der geometrischen Summe aus V und der Bewegungsgeschwindigkeit v des Körpers. Falls Fortpflanzungs- und Bewegungsgeschwindigkeit gleich gerichtet und gleichsinnig sind, ist V_{abs} einfach gleich der Summe der beiden Geschwindigkeiten, d. h.

$$V_{abs} = V + v.$$

Um zu prüfen, ob diese Konsequenz aus der Hypothese des vollkommen mitbewegten Lichtäthers zutreffe, ließ Fizeau zwei kohärente monochromatische Lichtbündel je eine mit Wasser gefüllte Röhre axial passieren und nachher zur Interferenz gelangen. Ließ er nun gleichzeitig das Wasser in den Röhren sich axial durch diese hindurch bewegen, und zwar durch die eine im Sinne des Lichtes, durch die andere im entgegengesetzten Sinne, so ergab sich eine Verschiebung der Interferenzfransen, aus denen er einen Rückschluß ziehen konnte auf den Einfluß der Körpergeschwindigkeit auf die Absolutgeschwindigkeit.

Es ergab sich bekanntlich, daß ein Einfluß der Körpergeschwindigkeit in dem zu erwartenden Sinne vorhanden ist, daß er aber stets kleiner ist, als der Hypothese von der vollständigen Mitführung entspricht. Es ist

$$V_{abs} = V + \alpha v,$$

wobei α stets kleiner als 1 ist. Unter Vernachlässigung der Dispersion ist

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}.$$

Aus diesem Experiment folgte, daß eine vollständige Mitführung des Äthers durch die Materie nicht stattfinde, daß also eine Relativbewegung des Äthers gegen die Materie im allgemeinen vorhanden sei. Nun ist aber die Erde ein Körper, der in bezug auf das Sonnensystem im Laufe des Jahres Geschwindigkeiten verschiedener Richtung hat, und es war anzunehmen, daß der Äther in unseren Laboratorien ebensowenig diese Bewegung der Erde vollkommen mitmache, wie er beim Fizeauschen Versuch die Bewegung des Wassers vollkommen mitzumachen schien. Es war also zu folgern, daß eine mit der Tages- und Jahreszeit wechselnde Relativbewegung des Äthers gegen unsere Apparate existiere, und man mußte erwarten, daß diese Relativgeschwindigkeit bei optischen Versuchen eine scheinbare Anisotropie des Raumes herbeiführe, d. h. daß die optischen Erscheinungen von der Orientierung der Apparate abhängig seien. Die verschiedensten Experimente zur Konstatierung einer solchen Anisotropie wurden ausgeführt, ohne daß man die erwartete Abhängigkeit der Erscheinungen von der Orientierung der Apparate hätte konstatieren können.

Dieser Widerspruch wurde zum größten Teil beseitigt durch die bahnbrechende Arbeit von H. A. Lorentz im Jahre 1895. Lorentz zeigte, daß man unter Zugrundelegung eines ruhenden, an den Bewegungen der Materie nicht teilnehmenden Äthers ohne Aufstellung sonstiger Hypothesen zu einer Theorie gelangt, welche fast allen Erscheinungen gerecht wird. Insbesondere erklärten sich die Ergebnisse des oben angedeuteten Versuches von Fizeau sowie das negative Ergebnis der erwähnten Versuche, die Bewegung der Erde gegen den Äther zu konstatieren. Nur mit einem einzigen Experiment schien die Lorentzsche Theorie nicht vereinbar zu sein, nämlich mit dem Interferenzversuch von Michelson und Morley.

Lorentz hatte gezeigt, daß nach seiner

Theorie, abgesehen von Gliedern, welche den Quotienten $\frac{\text{Körpergeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$ in der zweiten oder einer höheren Potenz als Faktor enthielten, ein Einfluß einer gemeinsamen Translationsbewegung der Apparate auf den Strahlengang bei optischen Versuchen nicht vorhanden sei. Es war aber damals schon der Interferenzversuch von Michelson und Morley bekannt, welcher dartat, daß in einem speziellen Falle auch Glieder zweiter Ordnung in bezug auf den Quotienten $\frac{\text{Körpergeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$ sich nicht bemerkbar machten, trotzdem dies vom Standpunkte der Theorie des ruhenden Lichtäthers aus zu erwarten war. Damit dieser Versuch von der Theorie mit umfaßt werde, wurde von Lorentz und Fitz-Gerald bekanntlich die Annahme eingeführt, daß alle Körper, also auch diejenigen, welche die Bestandteile der Versuchsanordnung von Michelson und Morley miteinander verbanden, in bestimmter Weise ihre Gestalt ändern, falls sie relativ zum Äther bewegt werden.

Diese Sachlage war nun eine höchst unbefriedigende. Die einzige Theorie, welche brauchbar und in ihren Grundlagen durchsichtig war, war die Lorentzsche Theorie. Diese ruhte auf der Voraussetzung eines absolut unbeweglichen Äthers. Die Erde mußte relativ zu diesem Äther als bewegt angesehen werden. Alle Versuche aber, jene Relativbewegung nachzuweisen, verliefen resultatlos, so daß man zur Aufstellung einer ganz eigentümlichen Hypothese gezwungen wurde, um begreifen zu können, daß jene Relativbewegung sich nicht bemerkbar mache.

Der Michelsonsche Versuch legte die Voraussetzung nahe, daß alle Erscheinungen relativ zu einem mit der Erde bewegten Koordinatensystem, allgemeiner überhaupt relativ zu jedem beschleunigungsfrei bewegten System nach genau den gleichen Gesetzen verlaufen. Diese Voraussetzung wollen wir im folgenden kurz „Relativitätsprinzip" nennen. Bevor wir die Frage berühren, ob es möglich sei, an dem Relativitätsprinzip festzuhalten, wollen wir kurz überlegen, was bei Festhaltung dieses Prinzips aus der Ätherhypothese wird.

Unter Zugrundelegung der Ätherhypothese führte das Experiment dazu, den Äther als unbeweglich anzunehmen. Das Relativitätsprinzip besagt dann, daß alle Naturgesetze in bezug auf ein relativ zum Äther gleichförmig bewegtes Koordinatensystem K' gleich seien den entsprechenden Gesetzen in bezug auf ein relativ zum Äther ruhendes Koordinatensystem K. Ist dem aber so, dann haben wir ebensoviel Grund, uns den Äther als relativ zu K' ruhend vorzustellen wie als relativ zu K ruhend. Es ist dann überhaupt ganz unnatürlich, eines der beiden Koordinatensysteme K, K' dadurch auszuzeichnen, daß man einen relativ zu ihm ruhenden Äther einführt. Daraus folgt, daß man zu einer befriedigenden Theorie nur dann gelangen kann, wenn man auf die Ätherhypothese verzichtet. Die das Licht konstituierenden elektromagnetischen Felder erscheinen dann nicht mehr als Zustände eines hypothetischen Mediums, sondern als selbständige Gebilde, welche von den Lichtquellen ausgesandt werden, gerade wie nach der Newtonschen Emissionstheorie des Lichtes. Ebenso wie gemäß letzterer Theorie erscheint ein nicht von Strahlung durchsetzter, von ponderabler Materie freier Raum wirklich als leer.

Bei oberflächlicher Betrachtung erscheint es unmöglich, das Wesentliche der Lorentzschen Theorie mit dem Relativitätsprinzip in Einklang zu bringen. Pflanzt sich nämlich ein Lichtstrahl im Vakuum fort, so geschieht dies nach der Lorentzschen Theorie in bezug auf ein im Äther ruhendes Koordinatensystem K stets mit der bestimmten Geschwindigkeit c, unabhängig vom Bewegungszustande des emittierenden Körpers. Wir wollen diesen Satz das Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nennen. Nach dem Additionstheorem der Geschwindigkeiten wird sich derselbe Lichtstrahl in bezug auf ein relativ zum Äther in gleichförmiger Translationsbewegung befindliches Koordinatensystem K' nicht ebenfalls mit der Geschwindigkeit c fortpflanzen. Die Gesetze der Lichtfortpflanzung scheinen also in bezug auf beide Koordinatensysteme verschieden zu sein, und es scheint daraus zu folgen, daß das Relativitätsprinzip mit den Gesetzen der Lichtausbreitung unvereinbar ist.

Das Additionstheorem der Geschwindigkeiten beruht indessen auf den willkürlichen Voraussetzungen, daß Zeitangaben sowie Angaben über die Gestalt von bewegten Körpern eine vom Bewegungszustande des benutzten Koordinatensystems unabhängige Bedeutung haben. Man überzeugt sich aber, daß man zu einer Definition der Zeit und der Gestalt bewegter Körper der Einführung von Uhren bedarf, welche relativ zu dem benutzten Koordinatensystem ruhen. Man muß deshalb jene Begriffe für jedes Koordinatensystem besonders festlegen, und es ist nicht selbstverständlich, daß diese Definitionen für zwei relativ zueinander bewegte Koordinatensysteme K und K' zu gleichen Zeitwerten t und t' für die einzelnen Ereignisse führen; ebensowenig läßt sich a priori sagen, daß jegliche Aussage über die Gestalt von Körpern, welche in bezug auf das Koordinatensystem K' gilt, auch in bezug auf das relativ zu K' bewegte Koordinatensystem K'' gelte.

Daraus geht hervor, daß die bisher gebräuch-

lichen Transformationsgleichungen für den Übergang von einem Koordinatensystem zu einem relativ zu ihm gleichförmig bewegten Koordinatensystem auf willkürlichen Annahmen beruhen. Läßt man diese fallen, so zeigt sich, daß man das Fundament der Lorentzschen Theorie bzw. allgemeiner das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit mit dem Relativitätsprinzip in Einklang bringen kann. Man gelangt so zu neuen, durch die beiden Prinzipe eindeutig bestimmten Gleichungen der Koordinatentransformation, welche bei passender Wahl der Anfangspunkte von Koordinaten und Zeiten dadurch charakterisiert sind, daß durch sie die Gleichung

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$$

zu einer Identität wird. Hierbei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, x, y, z sind Raum-Zeit-Koordinaten in bezug auf K, x', y', z', t' in bezug auf K'.

Dieser Weg führt zu der sogenannten Relativitätstheorie, von deren Konsequenzen ich hier nur eine einzige anführen möchte, weil sie eine gewisse Modifikation der Grundanschauungen auf dem Gebiete der Physik mit sich bringt. Es zeigt sich nämlich, daß die träge Masse eines Körpers um L/c^2 abnimmt, wenn derselbe die Strahlungsenergie L emittiert. Man kann dazu auf folgendem Wege gelangen.

Wir betrachten einen unbewegten, frei schwebenden Körper, welcher nach zwei entgegengesetzten Richtungen die gleiche Energiemenge in Form von Strahlung aussendet. Dabei bleibt der Körper in Ruhe. Bezeichnen wir mit E_0 die Energie des Körpers vor der Emission, mit E_1 dessen Energie nach der Emission, mit L die Menge der emittierten Strahlung, so hat man nach dem Energieprinzip

$$E_0 = E_1 + L.$$

Wir betrachten nun den Körper sowie die von demselben emittierte Strahlung von einem Koordinatensystem aus, relativ zu welchem sich der Körper mit der Geschwindigkeit v bewegt. Es liefert dann die Relativitätstheorie die Mittel, um die Energie der ausgesandten Strahlung bezüglich des neuen Koordinatensystems zu berechnen. Man erhält hierfür den Wert

$$L' = L \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Da in bezug auf das neue Koordinatensystem ebenfalls das Prinzip von der Erhaltung der Energie gelten muß, erhält man in analoger Bezeichnungsweise

$$E'_0 = E'_1 + L \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Durch Subtraktion erhält man unter Weglassung der Glieder, welche in v/c von vierter und höherer Ordnung sind:

$$(E'_0 - E_0) = (E'_1 - E_1) + \frac{1}{2}\frac{L}{c^2}v^2.$$

Nun ist aber $E'_0 - E_0$ nichts anderes als die kinetische Energie des Körpers vor der Lichtaussendung, $E'_1 - E_1$ nichts anderes als dessen kinetische Energie nach der Lichtaussendung. Nennt man M_0 die Masse des Körpers vor der Aussendung, M_1 dessen Masse nach der Lichtaussendung, so kann man unter Vernachlässigung der Glieder höheren als zweiten Grades setzen:

$$\frac{1}{2} M_0 v^2 = \frac{1}{2} M_1 v^2 + \frac{1}{2}\frac{L}{c^2}v^2$$

oder

$$M_0 = M_1 + \frac{L}{c^2}.$$

Es vermindert sich also die träge Masse eines Körpers bei Lichtaussendung. Die abgegebene Energie figuriert als Teil der Masse des Körpers. Man kann hieraus weiter schließen, daß jegliche Energieaufnahme bzw. -abgabe eine Zu- bzw. Abnahme der Masse des betreffenden Körpers mit sich bringt. Es erscheinen Energie und Masse ebenso als äquivalente Größen wie Wärme und mechanische Energie.

Die Relativitätstheorie hat also unsere Anschauungen über die Natur des Lichtes insofern geändert, als sie das Licht nicht als Folge von Zuständen eines hypothetischen Mediums auffaßt, sondern als etwas wie die Materie selbständig Bestehendes. Es hat ferner nach dieser Theorie mit einer Korpuskulartheorie des Lichtes das Merkmal gemeinsam, träge Masse vom emittierenden zum absorbierenden Körper zu übertragen. An unserer Auffassung von der Struktur der Strahlung, insbesondere von der Verteilung der Energie in dem durchstrahlten Raume änderte die Relativitätstheorie nichts. Es ist jedoch meine Meinung, daß wir in bezug auf diese Seite der Frage am Anfange einer noch nicht übersehbaren, jedoch zweifellos höchst bedeutsamen Entwicklung stehen. Was ich im folgenden vorbringen werde, ist großenteils bloße persönliche Meinung bzw. Ergebnis von Überlegungen, welche eine genügende Nachprüfung durch andere noch nicht erfahren haben. Wenn ich dieselben trotzdem hier vorbringe, so ist dies nicht auf übermäßiges Vertrauen in die eigenen Ansichten zurückzuführen, sondern auf die Hoffnung, den einen oder anderen von Ihnen dazu veranlassen zu können, sich mit den in Betracht kommenden Fragen abzugeben.

Auch ohne tiefer in irgendwelche theoretische Betrachtung einzugehen, bemerkt man, daß unsere Lichttheorie gewisse fundamentale Eigenschaften der Lichtphänomene nicht zu er-

klären vermag. Warum hängt es nur von der Farbe, nicht aber von der Intensität des Lichtes ab, ob eine bestimmte photochemische Reaktion eintritt oder nicht? Warum sind die kurzwelligen Strahlen im allgemeinen chemisch wirksamer als die langwelligen? Warum ist die Geschwindigkeit der lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen von der Intensität des Lichtes unabhängig? Warum bedarf es hoher Temperaturen, also hoher Molekularenergien, damit die durch die Körper emittierte Strahlung kurzwellige Bestandteile enthalte?

Auf alle diese Fragen gibt die Undulationstheorie in ihrer heutigen Fassung keine Antwort. Insbesondere ist es durchaus nicht begreiflich, warum die lichtelektrisch oder durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen eine so bedeutende, von der Strahlintensität unabhängige Geschwindigkeit erlangen. Das Auftreten so großer Energiemengen an einem molekularen Gebilde unter dem Einfluß einer Quelle, in welcher die Energie so wenig dicht verteilt ist, wie wir dies bei der Licht- und Röntgenstrahlung nach der Undulationstheorie voraussetzen müssen, veranlaßte tüchtige Physiker dazu, ihre Zuflucht zu einer recht fernliegenden Hypothese zu nehmen. Sie nahmen an, daß das Licht bei dem Vorgang lediglich eine auslösende Rolle spiele, die zum Vorschein kommenden Molekularenergien aber radioaktiver Natur seien. Weil diese Hypothese bereits wieder so ziemlich verlassen ist, will ich gegen sie keine Gründe vorbringen.

Die Grundeigenschaft der Undulationstheorie, welche diese Schwierigkeiten mit sich bringt, scheint mir im folgenden zu liegen. Während in der kinetischen Molekulartheorie zu jedem Vorgang, bei welchem nur wenige Elementarteilchen beteiligt sind, z. B. zu jedem molekularen Zusammenstoß, der inverse Vorgang existiert, ist dies nach der Undulationstheorie bei den elementaren Strahlungsvorgängen nicht der Fall. Ein oszillierendes Ion erzeugt nach der uns geläufigen Theorie eine nach außen sich fortpflanzende Kugelwelle. Der umgekehrte Prozeß existiert als Elementarprozeß nicht. Die nach innen fortschreitende Kugelwelle ist nämlich zwar mathematisch möglich; aber es bedarf zu deren angenäherter Realisierung einer ungeheuren Menge von emittierenden Elementargebilden. Dem Elementarprozeß der Lichtemission als solchem kommt also der Charakter der Umkehrbarkeit nicht zu. Hierin trifft, glaube ich, unsere Undulationstheorie nicht das Richtige. Es scheint, daß in bezug auf diesen Punkt die Emissionstheorie des Lichtes von Newton mehr Wahres enthält als die Undulationstheorie, da nach ersterer die Energie, welche einem Lichtteilchen bei der Aussendung verliehen wird, nicht über den unendlichen Raum zerstreut wird, sondern für einen Elementarprozeß der Absorption disponibel bleibt. Man denke an die Gesetze der Erzeugung der sekundären Kathodenstrahlung durch Röntgenstrahlen.

Fallen primäre Kathodenstrahlen auf eine Metallplatte P_1, so erzeugen sie Röntgenstrahlen. Fallen diese auf eine zweite Metallplatte P_2, so werden wieder Kathodenstrahlen erzeugt, deren Geschwindigkeit von derselben Größenordnung ist wie die Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen. Die Geschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlen hängt, soviel wir heute wissen, weder vom Abstand der Platten P_1 und P_2 noch von der Intensität der primären Kathodenstrahlen, sondern ausschließlich von der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen ab. Nehmen wir einmal an, dies sei streng richtig. Was wird geschehen, wenn wir die Intensität der primären Kathodenstrahlen oder die Größe der Platte P_1, auf die sie fallen, derart abnehmen lassen, daß man das Auftreffen eines Elektrons der primären Kathodenstrahlen als einen isolierten Prozeß auffassen kann? Wenn das Vorhergehende wirklich richtig ist, so werden wir wegen der Unabhängigkeit der Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen von der Intensität der primären Kathodenstrahlen anzunehmen haben, daß an P_2 (infolge des Auftreffens jenes Elektrons auf P_1) entweder gar nichts erzeugt wird, oder aber an P_2 eine sekundäre Emission eines Elektrons erfolgt mit einer Geschwindigkeit, die von derselben Größenordnung ist, wie diejenige des auf P_1 auffallenden Elektrons gewesen ist. Mit anderen Worten, der elementare Strahlungsprozeß scheint derart zu verlaufen, daß er nicht, wie die Undulationstheorie verlangt, die Energie des primären Elektrons durch eine nach allen Seiten sich fortpflanzende Kugelwelle verteilt und zerstreut. Sondern es scheint wenigstens ein großer Teil dieser Energie an irgendeiner Stelle von P_2 oder anderswo disponibel zu sein. Der Elementarvorgang der Strahlungsemission scheint gerichtet zu sein. Es macht ferner den Eindruck, daß der Prozeß der Erzeugung des Röntgenstrahles in P_1 und die Erzeugung des sekundären Kathodenstrahles in P_2 im wesentlichen inverse Prozesse seien.

Die Konstitution der Strahlung scheint also eine andere zu sein, als unsere Undulationstheorie folgern läßt. Wichtige Anhaltspunkte hierüber hat die Theorie der Temperaturstrahlung geliefert, und zwar zuerst und in erster Linie diejenige Theorie, durch welche Herr Planck seine Strahlungsformel begründet hat. Da ich diese Theorie wohl nicht als allgemein bekannt voraussetzen darf, will ich das Notwendigste über dieselbe kurz angeben.

Im Innern eines Hohlraumes von der Temperatur T befindet sich Strahlung von bestimmter,

von der Natur des Körpers unabhängiger Zusammensetzung. Pro Volumeneinheit ist in dem Hohlraum die Strahlungsmenge $\varrho d\nu$ vorhanden, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Das Problem besteht darin, daß ϱ in Funktion von ν und T gesucht wird. Befindet sich in dem Hohlraum ein elektrischer Resonator von der Eigenfrequenz ν_0 und geringer Dämpfung, so erlaubt die elektromagnetische Theorie der Strahlung, das zeitliche Mittel der Energie (E) des Resonators in Funktion von $\varrho(\nu_0)$ zu berechnen. Das Problem ist dadurch auf dasjenige reduziert, E in Funktion der Temperatur zu ermitteln. Das letztere Problem läßt sich aber wieder auf das folgende reduzieren. Es seien in dem Hohlraum sehr viele (N) Resonatoren von der Frequenz ν_0 vorhanden. Wie hängt die Entropie dieses Resonatorensystems von dessen Energie ab?

Um diese Frage zu lösen, wendet Herr Planck die allgemeine Beziehung zwischen Entropie und Zustandswahrscheinlichkeit an, wie sie von Boltzmann aus seinen gastheoretischen Untersuchungen gefolgert worden ist. Es ist allgemein

$$\text{Entropie} = k \cdot \log W,$$

wobei k eine universelle Konstante und W die Wahrscheinlichkeit des ins Auge gefaßten Zustandes bedeutet. Diese Wahrscheinlichkeit wird gemessen durch die „Anzahl der Komplexionen", eine Zahl, die angibt, auf wie viele verschiedene Weisen der ins Auge gefaßte Zustand sich realisieren läßt. Im Falle der obigen Fragestellung ist der Zustand des Resonatorensystems durch die Gesamtenergie desselben definiert, so daß die zu lösende Frage lautet: Auf wie viele verschiedene Arten kann die gegebene Gesamtenergie unter die N Resonatoren verteilt werden? Um dies zu finden, teilt Herr Planck die gesamte Energie in gleiche Teilchen von bestimmter Größe ε. Ein Komplexion wird dadurch bestimmt, daß angegeben wird, wie viele Teilchen ε auf jeden Resonator entfallen. Die Anzahl solcher Komplexionen, welche die gegebene Gesamtenergie ergeben, wird bestimmt und gleich W gesetzt.

Herr Planck folgert dann weiter aus dem auf thermodynamischer Grundlage ableitbaren Wienschen Verschiebungsgesetz, daß $\varepsilon = h\nu$ gesetzt werden müsse, wobei h eine von ν unabhängige Zahl bedeutet. Er findet so seine mit aller bisherigen Erfahrung übereinstimmende Strahlungsformel

$$\varrho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Es könnte scheinen, daß gemäß dieser Ableitung die Plancksche Strahlungsformel als eine Konsequenz der heutigen elektromagnetischen Theorie der Strahlung anzusehen sei. Dies ist jedoch insbesondere aus folgendem Grunde nicht der Fall. Man könnte die Anzahl der Komplexionen, von welcher soeben die Rede war, nur dann als einen Ausdruck für die Mannigfaltigkeit der Verteilungsmöglichkeiten für die Gesamtenergie unter die N Resonatoren ansehen, wenn jede denkbare Verteilung der Energie wenigstens mit gewisser Annäherung unter den zur Berechnung von W benutzten Komplexionen vorkäme. Hierfür ist notwendig, daß für alle ν, denen eine merkbare Energiedichte ϱ entspricht, das Energiequantum ε klein sei gegenüber der mittleren Resonatorenergie $\bar{E}$. Nun findet man aber durch einfache Rechnung, daß $\varepsilon/\bar{E}$ für die Wellenlänge 0,5 μ und eine absolute Temperatur $T = 1700$ nicht nur nicht klein gegen 1, sondern sogar sehr groß gegen 1 ist. Es hat den Wert etwa $6{,}5 \cdot 10^7$. Es wird also bei dem gegebenen Zahlenbeispiel bei der Zählung der Komplexionen so verfahren, wie wenn die Energie des Resonators nur den Wert Null, das $6{,}5 \cdot 10^7$fache seines mittleren Energiewertes oder ein Vielfaches davon anzunehmen vermöchte. Es ist klar, daß bei dieser Art des Vorgehens nur ein ganz verschwindend kleiner Teil derjenigen Verteilungen der Energie, welche wir nach den Grundlagen der Theorie als möglich ansehen müssen, zur Berechnung der Entropie herangezogen wird. Die Anzahl dieser Komplexionen ist also nach den Grundlagen der Theorie kein Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit des Zustandes im Boltzmannschen Sinne. Die Plancksche Theorie annehmen heißt nach meiner Meinung geradezu die Grundlagen unserer Strahlungstheorie verwerfen.

Daß unsere jetzigen Grundlagen der Strahlungstheorie verlassen werden müssen, habe ich schon vorher zu zeigen versucht. Jedenfalls kann man nicht daran denken, die Plancksche Theorie zu refüsieren, weil sie zu jenen Grundlagen nicht paßt. Diese Theorie hat zu einer Bestimmung der Elementarquanta geführt, welche durch die neuesten Messungen dieser Größen auf Grund der Zählung der α-Teilchen glänzend bestätigt worden ist. Für das Elementarquantum der Elektrizität erhielten Rutherford und Geiger im Mittel den Wert $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, Regener $4{,}79 \cdot 10^{-10}$, während Herr Planck mit Hilfe seiner Strahlungstheorie aus den Konstanten der Strahlungsformel den dazwischen liegenden Wert $4{,}69 \cdot 10^{-10}$ ermittelte.

Die Plancksche Theorie führt auf folgende Vermutung. Wenn es wirklich wahr ist, daß ein Strahlungsresonator nur solche Energiewerte aufzunehmen vermag, welche Vielfache von $h\nu$ sind, so liegt die Annahme nahe, daß Emission und Absorption von Strahlung überhaupt

nur in Quanten von dieser Energiegröße stattfindet. Auf Grund dieser Hypothese, der Lichtquantenhypothese, kann man die oben aufgeworfenen, die Absorption und Emission von Strahlung betreffenden Fragen beantworten. Soweit unsere Kenntnisse reichen, werden auch die Folgerungen quantitativen Inhaltes dieser Lichtquantenhypothese bestätigt. Es erhebt sich nun folgende Frage. Wäre es nicht denkbar, daß zwar die von Planck gegebene Strahlungsformel richtig wäre, daß aber eine Ableitung derselben gegeben werden könnte, die nicht auf einer so ungeheuerlich erscheinenden Annahme beruht wie die Plancksche Theorie? Wäre es nicht möglich, die Lichtquantenhypothese durch eine andere Annahme zu ersetzen, mit welcher man ebenso den bekannten Erscheinungen gerecht werden könnte? Wenn es nötig ist, die Elemente der Theorie zu modifizieren, könnte man nicht wenigstens die Gleichungen der Ausbreitung der Strahlung beibehalten und nur die Elementarvorgänge der Emission und Absorption anders auffassen als bisher?

Um uns hierüber klar zu werden, wollen wir versuchen, in umgekehrter Richtung vorzugehen wie Herr Planck in seiner Strahlungstheorie. Wir sehen die Plancksche Strahlungsformel als richtig an und fragen uns, ob aus ihr etwas gefolgert werden kann bezüglich der Konstitution der Strahlung. Von zwei Betrachtungen, die ich in diesem Sinne ausgeführt habe, will ich Ihnen nur eine hier skizzieren, die mir wegen ihrer Anschaulichkeit besonders überzeugend erscheint.

In einem Hohlraume befinde sich ein ideales Gas sowie eine Platte aus fester Substanz, welche lediglich senkrecht zu ihrer Ebene frei beweglich sei. Infolge der Unregelmäßigkeit der Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und Platte wird letztere in Bewegung geraten, und zwar derart, daß ihre mittlere kinetische Energie gleich ist dem dritten Teil der mittleren kinetischen Energie eines einatomigen Gasmoleküls. Es ist dies eine Folgerung aus der statistischen Mechanik. Wir nehmen nun an, daß außer dem Gas, welches wir uns als aus wenigen Molekülen bestehend denken können, in dem Hohlraume Strahlung vorhanden ist, und zwar sei diese Strahlung sogenannte Temperaturstrahlung von der nämlichen Temperatur wie das Gas. Dies wird der Fall sein, wenn die Wände des Hohlraumes die bestimmte Temperatur T besitzen, für Strahlung nicht durchlässig und gegen den Hohlraum hin nicht überall vollkommen reflektierend sind. Wir nehmen ferner vorläufig an, daß unsere Platte auf beiden Seiten vollkommen reflektierend sei. Bei dieser Sachlage wird nicht nur das Gas, sondern auch die Strahlung auf die Platte einwirken. Die Strahlung wird nämlich auf beide Seiten der Platte einen Druck ausüben. Die auf die beiden Seiten wirkenden Druckkräfte sind einander gleich, wenn die Platte ruht. Ist sie aber bewegt, so wird an der bei der Bewegung vorangehenden Fläche (Vorderfläche) mehr Strahlung reflektiert als an der Rückfläche. Die auf die Vorderfläche nach rückwärts wirkende Druckkraft ist also größer als die auf die Rückfläche wirkende Druckkraft. Es bleibt also als Resultierende der beiden eine Kraft übrig, welche der Bewegung der Platte entgegenwirkt und mit der Geschwindigkeit der Platte wächst. Wir wollen diese Resultierende kurz „Strahlungsreibung" nennen.

Nehmen wir nun für einen Augenblick an, wir hätten damit die ganze mechanische Einwirkung der Strahlung auf die Platte berücksichtigt, so gelangen wir zu folgender Auffassung. Durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen werden der Platte in unregelmäßigen Intervallen Impulse unregelmäßiger Richtung erteilt. Die Geschwindigkeit der Platte zwischen zwei solchen Stößen nimmt infolge der Strahlungsreibung stets ab, wobei kinetische Energie der Platte in Strahlungsenergie verwandelt wird. Die Konsequenz wäre die, daß unausgesetzt Energie der Gasmoleküle durch die Platte in Energie der Strahlung verwandelt wird, so lange, bis alle vorhandene Energie in Energie der Strahlung übergegangen ist. Es gäbe also kein Temperaturgleichgewicht zwischen Gas und Strahlung.

Diese Betrachtung ist deshalb fehlerhaft, weil man die von der Strahlung auf die Platte ausgeübten Druckkräfte ebensowenig als zeitlich konstant und als frei von unregelmäßigen Schwankungen ansehen darf wie die vom Gase auf die Platte ausgeübten Druckkräfte. Jene Schwankungen der Druckkräfte der Strahlung müssen nun, damit thermisches Gleichgewicht möglich sei, so beschaffen sein, daß sie im Mittel die Geschwindigkeitsverluste der Platte durch Strahlungsreibung kompensieren, wobei die mittlere kinetische Energie der Platte gleich ist dem dritten Teil der mittleren kinetischen Energie eines einatomigen Gasmoleküls. Wenn das Strahlungsgesetz bekannt ist, so kann man die Strahlungsreibung berechnen, und hieraus die mittlere Größe der Impulse, welche die Platte infolge der Schwankungen des Strahlungsdruckes erhalten muß, damit statistisches Gleichgewicht bestehen könne.

Noch interessanter wird die Betrachtung dadurch, daß man die Platte so wählt, daß sie nur Strahlung von dem Frequenzbereich $d\nu$ vollkommen reflektiert, Strahlung anderer Frequenz aber ohne Absorption durchläßt; man erhält dann die Schwankungen des Strahlungsdruckes der Strahlung vom Frequenzbereich $d\nu$,

Für diesen Fall will ich nun das Resultat der Rechnung angeben. Bezeichnet man mit A die Bewegungsgröße, welche in der Zeit τ infolge der unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes auf die Platte übertragen wird, so erhält man für den Mittelwert des Quadrates von A den Ausdruck:

$$\overline{A^2} = \frac{1}{c}\left[h\varrho\nu + \frac{c^3}{8\pi\nu^2}\varrho^2\right] d\nu f\tau .$$

Zunächst fällt die Einfachheit dieses Ausdruckes auf; es dürfte keine mit der Erfahrung innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler übereinstimmende Strahlungsformel geben, welche einen so einfachen Ausdruck für die statistischen Eigenschaften des Strahlungsdruckes liefert wie die Plancksche.

Zur Interpretation ist zunächst zu bemerken, daß der Ausdruck für das mittlere Schwankungsquadrat eine Summe von zwei Termen ist. Es ist also so, wie wenn zwei voneinander unabhängige verschiedene Ursachen vorhanden wären, welche ein Schwanken des Strahlungsdruckes verursachen. Daraus, daß $\overline{A^2}$ proportional f ist, schließt man, daß die Druckschwankungen für nebeneinander liegende Teile der Platte, deren Linearabmessungen groß sind gegen die Wellenlänge der Reflexionsfrequenz, voneinander unabhängige Ereignisse sind.

Die Undulationstheorie liefert nun nur für das zweite Glied des für $\overline{A^2}$ gefundenen Ausdruckes eine Erklärung. Nach der Undulationstheorie müssen nämlich Strahlenbündel von wenig verschiedener Richtung, wenig verschiedener Frequenz und wenig verschiedenem Polarisationszustand miteinander interferieren, und es muß der Gesamtheit dieser in ungeordnetster Weise eintretenden Interferenzen ein Schwanken des Strahlungsdruckes entsprechen. Daß diese Schwankung durch einen Ausdruck von der Gestalt des zweiten Gliedes unserer Formel sein muß, läßt sich durch eine einfache Dimensionalbetrachtung einsehen. Man sieht, daß die Undulationsstruktur der Strahlung in der Tat zu den aus ihr zu erwartenden Schwankungen des Strahlungsdruckes Veranlassung gibt.

Wie ist aber das erste Glied der Formel zu erklären? Dieses ist keineswegs zu vernachlässigen, sondern ist im Gültigkeitsbereich des sogenannten Wienschen Strahlungsgesetzes sozusagen allein maßgebend. So ist für $\lambda = 0{,}5\,\mu$ und $T = 1700$ dieses Glied etwa $6{,}5 \cdot 10^7$ mal größer als das zweite. Bestände die Strahlung aus sehr wenig ausgedehnten Komplexen von der Energie $h\nu$, welche sich unabhängig voneinander durch den Raum bewegen und unabhängig voneinander reflektiert werden — eine Vorstellung, welche die roheste Veranschaulichung der Lichtquantenhypothese darstellt —, so würden infolge Schwankungen des Strahlungsdruckes derartige Impulse auf unsere Platte wirken, wie sie durch das erste Glied unserer Formel allein dargestellt werden.

Nach meiner Meinung muß also aus obiger Formel, welche ihrerseits eine Konsequenz aus der Planckschen Strahlungsformel ist, folgendes geschlossen werden. Außer den räumlichen Ungleichmäßigkeiten in der Verteilung der Bewegungsgröße der Strahlung, die aus der Undulationstheorie hervorgehen, sind noch andere Ungleichmäßigkeiten in der räumlichen Verteilung der Bewegungsgröße vorhanden, welche bei geringer Energiedichte der Strahlung die erstgenannten Ungleichmäßigkeiten an Einfluß weit überragen. Ich füge hinzu, daß eine andere Betrachtung bezüglich der räumlichen Verteilung der Energie ganz entsprechende Resultate liefert, wie die im vorstehenden angedeutete bezüglich der räumlichen Verteilung der Bewegungsgröße.

Soviel mir bekannt ist, ist die Aufstellung einer mathematischen Theorie der Strahlung, welche der Undulationsstruktur und der aus dem ersten Glied der obigen Formel zu folgernden Struktur (Quantenstruktur) zusammen gerecht wird, noch nicht gelungen. Die Schwierigkeit liegt hauptsächlich darin, daß die Schwankungseigenschaften der Strahlung, wie sie durch obige Formel ausgedrückt werden, wenig formale Anhaltspunkte für die Aufstellung einer Theorie bieten. Man denke sich, es wären die Beugungs- und Interferenzerscheinungen noch unbekannt, aber man wüßte, daß die mittlere Größe der unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes durch das zweite Glied der obigen Gleichung bestimmt sei, wobei $\varkappa$ ein die Farbe bestimmender Parameter unbekannter Bedeutung ist. Wer hätte genug Phantasie, um auf dieser Grundlage die Undulationstheorie des Lichtes aufzubauen?

Immerhin erscheint mir vorderhand die Auffassung die natürlichste, daß das Auftreten der elektromagnetischen Felder des Lichtes ebenso an singuläre Punkte gebunden sei wie das Auftreten elektrostatischer Felder nach der Elektronentheorie. Es ist nicht ausgeschlossen, daß in einer solchen Theorie die ganze Energie des elektromagnetischen Feldes als in diesen Singularitäten lokalisiert angesehen werden könnte, ganz wie bei der alten Fernwirkungstheorie. Ich denke mir etwa jeden solchen singulären Punkt von einem Kraftfeld umgeben, das im wesentlichen den Charakter einer ebenen Welle besitzt, und dessen Amplitude mit der Entfernung vom singulären Punkte abnimmt. Sind solcher Singularitäten viele in Abständen vorhanden, die klein sind gegenüber den Abmessungen des Kraftfeldes eines singulären Punktes, so werden die Kraftfelder sich über-

einanderlagern und in ihrer Gesamtheit ein undulatorisches Kraftfeld ergeben, das sich von einem undulatorischen Felde im Sinne der gegenwärtigen elektromagnetischen Lichttheorie vielleicht nur wenig unterscheidet. Daß einem derartigen Bilde, solange dasselbe nicht zu einer exakten Theorie führt, kein Wert beizumessen ist, braucht wohl nicht besonders hervorgehoben zu werden. Ich wollte durch dasselbe nur kurz veranschaulichen, daß die beiden Struktureigenschaften (Undulationsstruktur und Quantenstruktur), welche gemäß der Planckschen Formel beide der Strahlung zukommen sollen, nicht als miteinander unvereinbar anzusehen sind.

(Eingegangen 14. Oktober 1909.)

Diskussion.

Planck: Wenn ich mir erlaube, einige Worte zu dem Vortrage zu bemerken, so kann ich mich zunächst nur dem Danke der ganzen Versammlung anschließen, welche mit größtem Interesse das, was Herr Einstein vorgebracht hat, angehört hat und auch da, wo vielleicht ein Widerspruch auftauchte, zu weiterem Nachdenken angeregt wurde. Ich werde mich naturgemäß auf das beschränken, worin ich anderer Meinung bin als der Vortragende. Das meiste, was der Vortragende ausgeführt hat, wird ja nicht auf Widerspruch stoßen. Auch ich betone die Notwendigkeit der Einführung von gewissen Quanten. Wir kommen mit der ganzen Strahlungstheorie nicht weiter, ohne daß wir die Energie in gewissem Sinne in Quanten teilen, die als Wirkungsatome zu denken sind. Es fragt sich nun, wo man diese Quanten suchen soll. Nach den letzten Ausführungen von Herrn Einstein wäre es notwendig, die freie Strahlung im Vakuum, also die Lichtwellen selber, als atomistisch konstituiert anzunehmen, mithin die Maxwellschen Gleichungen aufzugeben. Das scheint mir ein Schritt, der in meiner Auffassung noch nicht als notwendig geboten ist. Ich will nicht ins einzelne eingehen, sondern nur folgendes bemerken. In der letzten Betrachtung des Herrn Einstein wird von der Bewegung der Materie auf die Schwankungen der freien Strahlung im reinen Vakuum geschlossen. Dieser Schluß scheint mir nur dann ganz einwurfsfrei, wenn man die Wechselwirkungen zwischen der Strahlung im Vakuum und der Bewegung der Materie vollständig kennt; wenn das nicht der Fall ist, fehlt die Brücke, die notwendig ist, um von der Bewegung des Spiegels auf die Intensität der auffallenden Strahlung überzugehen. Nun scheint mir diese Wechselwirkung zwischen freier elektrischer Energie im Vakuum und der Bewegung der Atome der Materie doch sehr wenig bekannt zu sein. Sie beruht im wesentlichen auf Emission und Absorption des Lichtes. Auch der Strahlungsdruck besteht im wesentlichen darin, wenigstens nach der allgemein als gültig angenommenen Dispersionstheorie, welche auch die Reflexion auf Absorption und Emission zurückführt. Nun ist gerade die Emission und die Absorption der dunkle Punkt, über den wir sehr wenig wissen. Über die Absorption wissen wir vielleicht noch eher etwas, aber wie steht es mit der Emission? Man stellt sie sich vor als hervorgebracht durch Beschleunigung von Elektronen. Aber dieser Punkt ist der schwächste der ganzen Elektronentheorie. Man stellt sich vor, das Elektron besitzt ein bestimmtes Volumen und eine bestimmte endliche Ladungsdichte, sei es räumliche oder flächenhafte Ladung, ohne das kommt man nicht aus; das widerspricht aber wieder im gewissen Sinne der atomistischen Auffassung der Elektrizität. Das sind nicht Unmöglichkeiten, aber Schwierigkeiten, und ich wundere mich fast, daß sich nicht mehr Widerspruch dagegen erhoben hat.

An diesem Punkt kann, glaube ich, mit Nutzen die Quantentheorie einsetzen. Wir können nur für große Zeiten die Gesetze aussprechen. Aber für kleine Zeiten und für große Beschleunigungen steht man einstweilen noch vor einer Lücke, deren Ausfüllung neue Hypothesen erfordert. Vielleicht darf man annehmen, daß ein schwingender Resonator nicht eine stetig veränderliche Energie besitzt, sondern daß seine Energie ein einfaches Vielfaches eines Elementarquantums ist. Ich glaube, wenn man diesen Satz benutzt, kann man zu einer befriedigenden Strahlungstheorie kommen. Nun ist die Frage immer: wie stellt man sich so etwas vor? Daß heißt, man verlangt ein mechanisches oder elektrodynamisches Modell eines solchen Resonators. Aber in der Mechanik und in der jetzigen Elektrodynamik haben wir keine diskreten Wirkungselemente und daher können wir auch ein mechanisches oder elektrodynamisches Modell nicht herstellen. Mechanisch erscheint das also unmöglich, und man wird sich daran gewöhnen müssen. Auch unsere Versuche, den Lichtäther mechanisch darzustellen, sind ja vollständig gescheitert. Auch den elektrischen Strom hat man sich mechanisch vorstellen wollen und hat an den Vergleich mit einer Wasserströmung gedacht, aber auch das hat man aufgeben müssen, und wie man sich hieran gewöhnt hat, wird man sich auch an einen solchen Resonator gewöhnen müssen. Selbstverständlich müßte diese Theorie noch viel weiter im einzelnen ausgearbeitet werden als bisher geschehen; vielleicht ist da ein anderer glücklicher als ich. Jedenfalls meine ich, man müßte zunächst versuchen, die ganze Schwierigkeit der Quantentheorie zu verlegen in das Gebiet der Wechselwirkung

zwischen der Materie und der strahlenden Energie; die Vorgänge im reinen Vakuum könnte man dann vorläufig noch mit den Maxwellschen Gleichungen erklären.

H. Ziegler: Wenn man sich die Uratome der Materie als unsichtbare Kügelchen vorstellt, welche unveränderliche Lichtgeschwindigkeit besitzen, so lassen sich alle Wechselwirkungen von körperlichen Zuständen und elektromagnetischen Erscheinungen darstellen und damit wäre auch die von Herrn Planck noch vermißte Brücke zwischen Materiellem und Nichtmateriellem geschlagen.

Stark: Herr Planck hat darauf hingewiesen, daß wir vorläufig keinen Anlaß haben, zu der Einsteinschen Konsequenz überzugehen, die Strahlung im Raume, wo sie losgelöst von Materie auftritt, als konzentriert anzusehen. Ursprünglich war ich auch der Ansicht, daß man sich vorderhand darauf beschränken könnte, das Elementargesetz zurückzuführen auf eine bestimmte Wirkungsweise der Resonatoren. Aber ich glaube doch, daß es eine Erscheinung gibt, die dazu führt, die elektromagnetische Strahlung losgelöst von Materie, im Raum als konzentriert sich vorstellen zu müssen. Das ist nämlich die Erscheinung, daß die elektromagnetische Strahlung, die von einer Röntgenröhre in den umgebenden Raum weggeht, selbst in großen Distanzen, bis zu 10 m, noch konzentriert zur Wirkung kommen kann an einem einzelnen Elektron. Ich glaube, daß diese Erscheinung doch ein Anlaß ist, die Frage ins Auge zu fassen, ob die elektromagnetische Strahlungsenergie nicht als konzentriert aufzufassen ist, auch da, wo sie losgelöst von Materie auftritt.

Rubens: Aus der von Herrn Einstein vertretenen Anschauung würde sich eine praktische Folgerung ergeben, die sich experimentell prüfen läßt. Bekanntlich rufen nicht nur die α-Strahlen, sondern auch die β-Strahlen eine szintillierende Leuchtwirkung auf dem Fluoreszenzschirm hervor. Nach der entwickelten Anschauung müßte sich das gleiche auch für die γ-Strahlen und für die Röntgenstrahlung ergeben.

Planck: Mit den Röntgenstrahlen ist es eine eigene Sache; ich möchte da nicht zuviel behaupten. — Stark hat etwas für die Quantentheorie angeführt, ich will etwas dagegen anführen; das sind die Interferenzen bei den kolossalen Gangunterschieden von Hunderttausenden von Wellenlängen. Wenn ein Quantum mit sich interferiert, müßte es eine Ausdehnung von Hunderttausenden von Wellenlängen haben. Das ist auch eine gewisse Schwierigkeit.

Stark: Die Interferenzerscheinungen können der Quantenhypothese leicht entgegengestellt werden. Wenn man sie aber mit größerem Wohlwollen für die Quantenhypothese behandeln wird, so wird man auch eine Erklärung dafür gewinnen, das möchte ich als Hoffnung aussprechen. Was die experimentelle Seite betrifft, so muß doch betont werden, daß die Experimente, auf die Herr Planck angespielt hat, mit sehr dichter Strahlung angestellt sind, so daß sehr viele Quanten der gleichen Frequenz in dem Lichtbündel konzentriert waren; das muß bei der Behandlung jener Interferenzerscheinungen wohl berücksichtigt werden. Mit sehr dünner Strahlung würden die Interferenzerscheinungen wohl anders sein.

Einstein: Die Interferenzerscheinungen würden wohl nicht so schwierig einzureihen sein als man sich vorstellt, und zwar aus folgendem Grunde: man darf nicht annehmen, daß die Strahlungen bestehen aus Quanten, die nicht in Wechselwirkung stehen; das würde unmöglich sein für die Erklärung der Interferenzerscheinungen. Ich denke mir ein Quantum als eine Singularität umgeben von einem großen Vektorfeld. Durch eine große Zahl von Quanten läßt sich ein Vektorenfeld zusammensetzen, das sich wenig von einem solchen unterscheidet, wie wir es bei Strahlungen annehmen. Ich kann mir denken, daß bei Auftreffen von Strahlen an einer Grenzfläche durch Wirkung an der Grenzfläche Separierung der Quanten stattfindet, etwa je nach der Phase des resultierenden Feldes, bei welcher die Quanten die Trennungsfläche erreichen. Die Gleichungen für das resultierende Feld würden sich wenig von denjenigen der bisherigen Theorie unterscheiden. Es ist nicht gesagt, daß wir bezüglich der Interferenzerscheinungen viel zu ändern haben würden an den Auffassungen, wie sie jetzt vorhanden sind. Ich möchte das vergleichen mit dem Vorgange der Molekularisierung der Träger des elektrostatischen Feldes. Das Feld als hervorgebracht von atomisierten elektrischen Teilchen ist nicht sehr wesentlich von der früheren Auffassung unterschieden, und es ist nicht ausgeschlossen, daß in der Strahlungstheorie etwas Ähnliches statthaben wird. Ich sehe eine prinzipielle Schwierigkeit in den Interferenzerscheinungen nicht.

A. Sommerfeld (München), Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie.

Minkowski hat uns gelehrt, die Lorentz-Einsteinsche Transformation aufzufassen als „Raumzeitdrehung", d. h. als eine Transformation vom Charakter der gewöhnlichen Drehung, aber nicht im Raum xyz, sondern in der vierdimensionalen Mannigfaltigkeit der Größen

$x\,y\,z\,l$, wo $l = ict$ ebenfalls eine Länge, nämlich den mit der imaginären Einheit multiplizierten „Lichtweg" bedeutet. Führt das gestrichene Bezugssystem gegen das ungestrichene eine Translation von der gleichförmigen Geschwindigkeit v nach der x-Achse aus und bedeutet β das Geschwindigkeitsverhältnis v/c, so lauten die Transformationsgleichungen

$$\begin{aligned} x' &= x\cos\varphi + l\sin\varphi,\ y' = y,\\ l' &= -x\sin\varphi + l\cos\varphi,\ z' = z, \end{aligned} \qquad (1)$$

und es besteht zwischen dem imaginären Drehwinkel φ und dem Geschwindigkeitsverhältnis β die Beziehung

$$\operatorname{tg}\varphi = i\beta,\ \cos\varphi = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}},\ \sin\varphi = \frac{i\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (2)$$

Ich möchte an einigen Beispielen zeigen, wie nützlich diese Analogie (oder analytisch gesprochen, diese Identität) zwischen Raumzeitdrehungen und gewöhnlichen Raumdrehungen für die Kinematik der Relativtheorie ist.

Setzen wir zwei Drehungen von gleicher Achse, oder, wie wir lieber sagen wollen, von gleicher Drehebene zusammen, so addieren sich die Drehungswinkel, nicht ihre trigonometrischen Funktionen.

Dasselbe gilt von zwei Translationen gleicher Richtung x (zwei Raumzeitdrehungen in der gleichen Ebene xl); sind φ_1, φ_2 die (imaginären) Drehwinkel, φ der bei der Zusammensetzung resultierende Winkel, β_1, β_2, β; v_1, v_2, v die zugehörigen Geschwindigkeitsverhältnisse und Geschwindigkeiten, so wird

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$$

und daher

$$\beta = \frac{1}{i}\operatorname{tg}(\varphi_1+\varphi_2) = \frac{1}{i}\frac{\operatorname{tg}\varphi_1 + \operatorname{tg}\varphi_2}{1 - \operatorname{tg}\varphi_1\operatorname{tg}\varphi_2} = \frac{\beta_1+\beta_2}{1+\beta_1\beta_2}$$

oder auch

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2/c^2}.$$

Dies ist das berühmte Additionstheorem der Geschwindigkeiten von Einstein; es verliert in der Minkowskischen Auffassung alles Befremdliche.

Zwei Drehungen gleicher Drehebene sind vertauschbar, d. h. ihr Ergebnis ist unabhängig von der Reihenfolge der Einzeloperationen. Dasselbe gilt von zwei Translationen gleicher Richtung; denn es ist $\varphi_1+\varphi_2 = \varphi_2+\varphi_1$. Zwei Drehungen in verschiedenen Ebenen dagegen sind es nicht, ebensowenig, wie zwei Translationen von verschiedener Richtung. Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß durch die erste Drehung die Ebene der zweiten Drehung im allgemeinen verlagert wird, nämlich immer dann, wenn die beiden Ebenen nicht zusammenfallen.

Führen wir z. B. eine erste Raumzeitdrehung in der xl-Ebene vom Drehwinkel φ_1 und relativ zu dem so bewegten System eine zweite Raumzeitdrehung in der yl-Ebene aus, deren Drehwinkel φ_2 vom bewegten System aus geschätzt wird, so ergibt sich nach dem Schema (1):

$$\begin{aligned} x_1 &= x\cos\varphi_1 + l\sin\varphi_1,\\ y_1 &= y,\\ l_1 &= -x\sin\varphi_1 + l\cos\varphi_1 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} x_2 = x_1 &= x\cos\varphi_1 + l\sin\varphi_1\\ y_2 = y_1\cos\varphi_2 + l_1\sin\varphi_2 &= -x\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + y\cos\varphi_2 + l\cos\varphi_1\sin\varphi_2\\ l_2 = -y_1\sin\varphi_2 + l_1\cos\varphi_2 &= -x\sin\varphi_1\cos\varphi_2 - y\sin\varphi_2 + l\cos\varphi_1\cos\varphi_2. \end{aligned}$$

Ein an der zusammengesetzten Bewegung φ_1, φ_2 teilnehmender Punkt $x_2 = \text{const}$, $y_2 = \text{const}$ beschreibt also im System xy eine Gerade, deren Richtung sich bestimmt aus:

$$\begin{aligned} 0 &= dx\cos\varphi_1 + dl\sin\varphi_1,\\ 0 &= -dx\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + dy\cos\varphi_2 + dl\cos\varphi_1\sin\varphi_2, \end{aligned}$$

zu:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{dl} &= -\operatorname{tg}\varphi_1,\\ \frac{dy}{dl} &= \operatorname{tg}\varphi_2\left(\frac{dx}{dl}\sin\varphi_1 - \cos\varphi_1\right) = -\frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\cos\varphi_1} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

oder wegen (2):

$$\frac{1}{c}\frac{dx}{dt} = \beta_1,\quad \frac{1}{c}\frac{dy}{dt} = \beta_2\sqrt{1-\beta_1^2}. \qquad (4a)$$

Dagegen ergibt sich bei umgekehrter Reihenfolge:

$$\frac{1}{c}\frac{dy}{dt} = \beta_2,\quad \frac{1}{c}\frac{dx}{dt} = \beta_1\sqrt{1-\beta_2^2}. \qquad (4b)$$

Haben wir also in der Zeichenebene der Fig. 1 ein rechtwinkliges Lineal, dessen beide Schenkel

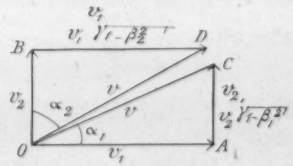


Fig. 1.

in der Anfangslage mit OA, OB zusammenfallen, und führen wir an dem Schenkel OB desselben einen Zeichenstift mit der Geschwindigkeit $v_2 = \beta_2 c$ entlang, während wir gleichzeitig das Lineal in der Richtung seines anderen Schenkels OA mit der Geschwindigkeit $v_1 = \beta_1 c$ verschieben, so beschreibt der Zeichenstift eine andere Bahn, als wenn wir ihn mit v_1 längs OA führen und das Lineal mit v_2 in der Richtung OB verschieben. Die Abweichung beider Bahnen in der Zeiteinheit (OC im ersten, OD im zweiten Falle) ist klein von der zweiten

Ordnung, wenn β_1, β_2 klein von der ersten Ordnung sind. Sie hat ihren Grund darin, daß im ersten Falle die Geschwindigkeit v_2 von dem bewegten System (Lineal) aus wegen des von der Bewegung abhängenden Zeitbegriffs anders geschätzt wird, wie von dem ruhenden System (Zeichenebene) aus; und entsprechend im zweiten Falle die Geschwindigkeit v_1. Genau denselben Tatbestand haben wir oben dahin ausgedrückt, daß im Raume der xyt durch Ausführung der einen Raumzeitdrehung die Ebene der anderen Raumzeitdrehung verlagert wird. In der Figur sind die Geschwindigkeiten AC, BD so gezeichnet, wie sie von der ruhenden Zeichenebene aus erscheinen; von den ihnen beigefügten Größen bedeutet die obere die vom bewegten Lineal, die untere die von der ruhenden Zeichenebene aus geschätzte Geschwindigkeit.

Für die resultierende Geschwindigkeit $v=\beta c$, wie sie vom ruhenden System aus beurteilt wird, ergibt sich aus (4a) und (4b) der in beiden Fällen gleiche Wert:

$$\beta^2=\frac{1}{c^2}\left(\left(\frac{dx}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right)=\beta_1^2+\beta_2^2-\beta_1^2\beta_2^2$$

oder

$$1-\beta^2=(1-\beta_1^2)(1-\beta_2^2)$$

oder, wenn wir neben φ_1, φ_2 den resultierenden Drehwinkel φ einführen, nach (2):

$$\cos\varphi=\cos\varphi_1\cos\varphi_2. \qquad (5)$$

Sind α_1 und α_2 die in der Figur bezeichneten Bahnneigungen, so folgt aus (3):

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\sin\varphi_1}\quad\text{und entsprechend}\quad \operatorname{tg}\alpha_2=\frac{\operatorname{tg}\varphi_1}{\sin\varphi_2}, \qquad (6)$$

wobei stets gilt:

$$\alpha_1+\alpha_2<\frac{\pi}{2}. \qquad (7)$$

Auch diese zunächst etwas befremdenden Resultate werden vom Minkowskischen Standpunkt völlig durchsichtig. Setzen wir nämlich (Fig. 2) die Drehwinkel φ_1, φ_2 als Bögen auf einer Einheitskugel aneinander, so daß in Dreieck OAC der Winkel bei A, in Dreieck OBD der Winkel bei B ein rechter ist, so ergibt sich der resultierende Drehwinkel $OC=OD=\varphi$ unmittelbar aus dem Kosinussatz als Hypotenuse der beiden unter sich kongruenten sphärischen Dreiecke in Übereinstimmung mit Gl. (5). Daß die resultierende Drehebene von der Reihenfolge der zusammensetzenden Drehungen abhängt, zeigt die Anschauung; denn der größte Kreis durch B senkrecht zu OB geht ersichtlich nicht durch C, sondern schneidet AC. Die sogenannte Nepersche Regel für rechtwinklige sphärische Dreiecke

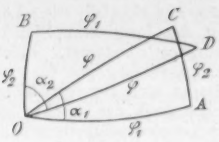


Fig. 2.

liefert die Formel (6) für die Kathetenwinkel α_1, α_2. Die Summe der Winkel im sphärischen Dreieck ist größer als zwei Rechte, die Summe der Kathetenwinkel im rechtwinkligen sphärischen Dreieck also größer als ein Rechter, wie Fig. 2 zeigt. Und zwar wird der Überschuß (sphärischer Exzeß) gleich dem Inhalt des Dreiecks auf der Einheitskugel. Nun sind die Seiten unserer sphärischen Dreiecke im Fall der Raumzeitdrehungen imaginär, die Dreiecksinhalte also negativ. Der sphärische Exzeß wird also hier zum sphärischen Defekt; er bedingt die Ungleichung (7) und die Divergenz der Bahnen OC, OD in Fig. 1[1]).

Zusammenfassend können wir sagen: Für die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie gelten nicht mehr die Formeln der ebenen, sondern die der sphärischen Trigonometrie (mit imaginären Seiten). Durch diese Bemerkung wird der umständliche Transformationskalkül, von dem wir oben eine Probe gaben, entbehrlich und ersetzbar durch übersichtliche Konstruktionen auf einer Kugel. Hierfür ein weiteres Beispiel:

Sind die beiden Geschwindigkeiten v_1, v_2 unter dem beliebigen Winkel α gegeneinander geneigt, so wird in dem sphärischen Dreieck OAC der Fig. 2 der Außenwinkel bei A ebenfalls α und es berechnet sich der resultierende Drehwinkel φ nach dem allgemeinen Kosinussatz der sphärischen Trigonometrie zu:

$$\cos\varphi=\cos\varphi_1\cos\varphi_2-\sin\varphi_1\sin\varphi_2\cos\alpha. \qquad (8)$$

Wollen wir dies auf die Geschwindigkeiten v_1, v_2, v umrechnen, so ergibt sich nach (2):

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{1+\beta_1\beta_2\cos\alpha}{\sqrt{1-\beta_1^2}\sqrt{1-\beta_2^2}},$$

$$v^2=\frac{v_1^2+v_2^2+2v_1v_2\cos\alpha-\frac{1}{c^2}v_1^2v_2^2\sin^2\alpha}{\left(1+\frac{1}{c^2}v_1v_2\cos\alpha\right)^2}, \qquad (9)$$

1) Um das Verhältnis beider Figuren zu erläutern, diene folgendes: Fig. 1 entsteht, wenn wir Fig. 2 vom Mittelpunkte M der Kugel auf die Tangentialebene im Punkte O zentral projizieren. Dabei bleiben die Winkel bei O erhalten, desgleichen die rechten Winkel bei A und B, die von O auslaufenden Seiten $\varphi_1\varphi_2\varphi$ werden durch ihre Tangenten bezw. die ihnen proportionalen Geschwindigkeiten v_1 v_2 v ersetzt. Dagegen werden durch diese Projektion die Winkel bei C und D abgeändert (sie sind in Fig. 2 gleich α_2 bezw. α_1, dagegen in Fig. 1 größer als α_2 bezw. α_1) und die Seiten

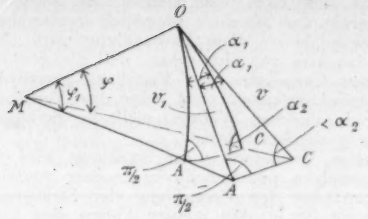


Fig. 3.

eine Formel, die bereits Einstein[1]) aus den Transformationsgleichungen abgeleitet hat. Wie man sieht, ist Formel (8) übersichtlicher wie (9), ebenso wie Fig. 2 übersichtlicher war als Fig. 1. Dies erklärt sich daraus, daß es dem Sinn der Relativtheorie offenbar besser entspricht, mit den Drehwinkeln zu rechnen und (unter Berücksichtigung der Realitätsverhältnisse) zu konstruieren, statt ausschließlich mit ihren Tangenten v, den Geschwindigkeiten. —

Der einzige Zweck dieser kleinen Mitteilung war der, zu zeigen, daß die tiefsinnige Raum-Zeit-Auffassung Minkowskis nicht nur in systematischer Hinsicht den allgemeinen Aufbau der Relativtheorie erleichtert, sondern sich auch bei speziellen Fragen als bequemer Führer bewährt.

CA und *BD* nicht einfach durch ihre Tangenten ersetzt. Fig. 3 zeigt, wie sich diese Projektion für das Dreieck *OAC* im Reellen gestalten würde.

1) Jahrbuch der Radioaktivität **4**, 423, 1908.

(Eingegangen 30. September 1909.)

F. Hasenöhrl (Wien), Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung.

Es wurde bereits von Thiesen[1]) gezeigt, daß eine beiderseitig spiegelnde Platte einen Widerstand erfährt, wenn sie sich durch einen mit (nach allen Richtungen gleichmäßig verteilter) Strahlung erfüllten Raum bewegt. Die Größe dieses Widerstandes ergibt sich zu

$$R = 2 f u \beta,$$

wenn f die Fläche der Platte, u die Energiedichte der Strahlung, β der Quotient aus der Translationsgeschwindigkeit der Platte in die Lichtgeschwindigkeit ist. In obigem Ausdruck sind Größen von der Ordnung β^3 an vernachlässigt. Thiesen bemerkt, daß der gefundene Widerstand so klein ist, daß sein Einfluß auf die Bewegung eines Körpers von irgendwie erheblicher Masse ganz vernachlässigt werden kann; daß jedoch die Bewegung eines Moleküles durch denselben wesentlich modifiziert werden müßte.

Ich habe mir nun im folgenden die Aufgabe gestellt, diese Frage eingehender zu studieren. An Stelle einer beiderseitig spiegelnden Platte habe ich andere Körper betrachtet, die noch eher ein, wenn auch ganz rohes, Bild der Moleküle abgeben können. Die Berechnung des Widerstandes, den die Bewegung eines solchen Körpers erfährt, geschieht am einfachsten mit Hilfe des Relativitätsprinzipes. Man hat dabei von dem Ausdruck für die Kraft auszugehen, den parallele Strahlung auf den ruhend gedachten Körper ausübt.

Ich habe drei hierhergehörige Beispiele durchgerechnet:

1. Eine reflektierende Kugel, deren Radius a groß gegen die Wellenlänge der Strahlung ist. Die Kraft, welche parallele Strahlung von der Energiedichte w auf eine solche Kugel ausübt ist $\pi a^2 w$. Der Widerstand, den sie erfährt, ergibt sich in erster Annäherung zu

$$R = \frac{4\pi a^2}{3} \cdot u \cdot \beta.$$

(Die Berechnung der höheren Glieder hat hier und bei den folgenden Beispielen keinerlei Schwierigkeit.) Da der Radius eines Moleküles im allgemeinen als klein gegen die Wellenlänge der Strahlung zu betrachten ist, kann dieses Beispiel auch nicht ein angenähertes Bild tatsächlicher Vorgänge liefern. Wir betrachten demnach:

2. Eine reflektierende Kugel, deren Radius a klein gegen die Wellenlänge der Strahlung ist. Der Druck paralleler Strahlung auf eine solche, ruhend gedachte Kugel ist nach Schwarzschild[1]) gleich:

$$\frac{14}{3} \pi a^2 \cdot \left(\frac{2\pi a \nu}{c}\right)^4 \cdot w,$$

wo wieder w die Energiedichte, ν die Schwingungszahl der einfallenden Strahlung ist. Der Widerstand, den die Kugel durch die im unendlich kleinen Spektralgebiet $d\nu$ enthaltene Strahlung von der Energiedichte $u_\nu d\nu$ erfährt, ergibt sich zu:

$$R = \frac{112}{9} \pi a^2 \cdot \left(\frac{2\pi a \nu}{c}\right)^4 u_\nu d\nu \cdot \beta.$$

3. Ein freies Elektron. Fällt parallele Strahlung auf ein solches, so gerät es in Schwingung, und man überzeugt sich, daß, abgesehen von den periodischen Kräften, die eben die Schwingung erregen, eine Translationskraft in der Fortpflanzungsrichtung der Strahlen wirkt, deren Betrag sich (falls die einfallende Strahlung

1) M. Thiesen, Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 177—180, 1901.

1) K. Schwarzschild, Münch. Ber. S. 293, 1902.

nicht eine abnorme Intensität hat, und daher die Bewegung als quasi stationär anzusehen ist) zu $\frac{8\pi}{3}\frac{e^4}{m^2c^4}w$ ergibt, wo e und m Ladung und Masse des Elektrons sind. (Diese Kraft ist verhältnismäßig nicht allzu gering; hätte die einfallende Strahlung die Intensität der Sonnenstrahlung, so würde das Elektron eine Beschleunigung von ca. 0,05 cm sec^{-2} erfahren.) Der Widerstand, den das bewegte Elektron erfährt, ergibt sich zu:

$$K=\frac{32\pi}{9}\frac{e^4}{m^2c^4}\cdot u\cdot\beta.$$

Um uns eine Vorstellung von der Größenordnung dieses Effektes zu bilden, wollen wir in Beispiel 1 und 2 $a=\frac{1}{2}10^{-7}$ cm setzen, welche Größe ungefähr dem Molekülradius entspricht. Für die Dichte der Strahlung u setzen wir den Betrag der Hohlraumstrahlung bei 0° C ein. Bei Beispiel 2 muß noch eine Voraussetzung über die spektrale Verteilung der Energie gemacht werden; wir nehmen die durch das Planckschе Gesetz geforderte Verteilung, ebenfalls für 0° C an.

Wir können dann die Abnahme der lebendigen Kraft L berechnen, die der oben angegebene Widerstand bei der Bewegung eines oder vieler solcher Körper (solange sie sich gegenseitig nicht beeinflussen) zur Folge hat.

Es ergibt sich bei den drei betrachteten Beispielen für $-\frac{1}{L}\frac{dL}{dt}$ bezw. der Wert

$$1{,}4\cdot10^{-5}\text{ sec}^{-1};\quad 1{,}2\cdot10^{-18}\text{ sec}^{-1};$$
$$1{,}9\cdot10^{-12}\text{ sec}^{-1}.$$

Fall 1 ist nur wegen seiner Einfachheit mit in Betracht gezogen; die Annahmen, daß $a=\frac{1}{2}10^{-7}$ cm und groß gegen die Wellenlänge der Strahlung bei 0° C sei, widersprechen einander. Wir beschäftigen uns daher nur mit den zwei letzten Zahlen; sie zeigen, daß die gesuchte Abnahme der lebendigen Kraft eine außerordentlich geringe ist. Dieselbe würde erst in $3\cdot10^8$ bezw. in 200 Jahren um 1 Proz. sinken. Auch wenn die anfängliche Dichte der Strahlung eine größere ist, wenn sie etwa der Hohlraumstrahlung bei fünffacher absoluter Temperatur, also bei 1092° C entspräche, wären die obigen Zahlen 770 Jahre bezw. $\frac{1}{3}$ Jahr.

Denken wir uns nun einen nach außen ganz abgeschlossenen Raum, in dem sich Strahlungsenergie und ein „Gas" befinden, dessen Moleküle aus einer reflektierenden Kugel, wie wir sie etwa in Beispiel 2 behandelt haben, bestehen. (Es kann sich hier natürlich höchstens um ein ganz rohes Bild tatsächlicher Vorgänge handeln; die Ausdrücke „Gas" und „Molekül" sind durchaus nicht wörtlich zu verstehen.) Es wird sich nach dem Obigen die kinetische Energie der Moleküle allmählich in Strahlung verwandeln — diese Umwandlung wird aber so langsam vor sich gehen, daß die gewöhnlichen Gasgesetze (das Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten etwa, oder das Verhältnis der spezifischen Wärmen) nicht in merkbarer Weise alteriert würden.

Die Veränderung der Strahlung wird im allgemeinen prozentuell viel rascher vor sich gehen; mit der Vermehrung der Strahlungsenergie ist in den meisten Fällen eine Verkürzung der Wellenlänge verbunden.

Das genauere Studium der Veränderung der Strahlung bezüglich Gesamtintensität und spektraler Verteilung, sowie des Einflusses der Eigenschwingungen der bewegten Körperchen behalte ich einer späteren Untersuchung vor. Nach Herrn Einsteins Hypothese würde der hier statuierte Effekt durch die Unregelmäßigkeiten der Strahlung gerade aufgehoben.

(Die ausführliche Begründung der hier angegebenen Resultate wird demnächst an anderer Stelle publiziert werden.)

Wien, im Oktober 1909.

(Eingegangen 13. Oktober 1909.)

Diskussion.

Einstein: Natürlich würden in diesem Falle die unregelmäßigen Schwankungen gerade so sein, daß das Maxwellsche Verteilungsgesetz aufrecht erhalten wird, d. h. daß die Dämpfung kompensiert wird durch die unregelmäßigen Stöße.

Vortragender: Ich weiß nicht, ob ich Sie richtig verstehe. Sie meinen, wenn Sie ein abgeschlossenes Gefäß sich denken und Körperchen sich darin bewegen, daß die überhaupt nicht durch die Strahlung gedämpft würden.

Einstein: Jawohl.

Vortragender: Ich bekomme merkbare Dämpfung der Bewegung erst in praktisch unendlich langer Zeit.

Planck: Die Voraussetzungen, von denen die beiden Herren ausgehen, sind wohl verschieden. Der Herr Vortragende betrachtet eine vollkommen gleichmäßige Strahlungsintensität, während Herr Einstein Schwankungen der Strahlung betrachtet und dadurch auch Schwankungen in den resultierenden Wirkungen, d. h. keine vollständige Dämpfung bekommt.

W. Seitz (Aachen), Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung.

Die Intensität der Röntgenstrahlen ist bekanntlich innerhalb gewisser Grenzen umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von

der Antikathode. Will man daher eine relativ kleine Fläche möglichst intensiven Strahlen aussetzen, was z. B. bei Versuchen über ihre chemischen und physiologischen Wirkungen oder über die Fluoreszenzerregung nötig sein mag, so muß man das zu bestrahlende Objekt möglichst nahe an die Antikathode heranbringen. Dies wird in vollstem Maße erreicht, wenn diese in die Röhrenwand selbst eingesetzt ist und zugleich als Fenster für die Strahlen dient, wie dies bei der von mir konstruierten Röhre der Fall ist.

Ein Platinblech als Antikathode verwendet, würde wohl kräftige Strahlen geben, aber es wäre zu wenig durchlässig; Aluminium dagegen

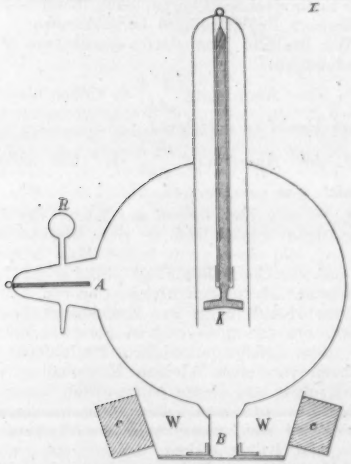


Fig. 1.

würde der Bedingung guter Durchlässigkeit genügen, ist aber als Antikathodenmaterial nicht geeignet. Ich habe daher folgende Anordnung getroffen. Auf ein in die Glaswand eingeschmolzenes Platinrohr von 1,5—2 cm Durchmesser und 2—3 cm Länge wurde eine Messingfassung und auf diese das Antikathodenblech aufgelötet. Als solches verwendete ich aufeinander gewalztes Aluminiumkupferblech. Auf einer kreisförmigen Fläche vom Durchmesser des Platinröhrchens war das Kupfer bis auf eine äußerst dünne Haut abgedreht und abgeschliffen und dann elektrolytisch blank platiniert. Auf die so bearbeitete Oberfläche treffen die Kathodenstrahlen auf; sie bildet also die Innenseite, das Aluminium die Außenseite. Eine Schwierigkeit bei der Konstruktion einer geeigneten Röhre besteht darin, daß der Abstand zwischen Kathode und Antikathode nicht zu groß, das Volumen der Röhre dagegen nicht zu klein sein darf. — Nach einer Reihe von Versuchen erwies sich die hier abgebildete Röhre am geeignetsten. (Fig. 1.)

K ist die Kathode, die von einem Glasmantel umgeben ist, A die Anode, R eine Müllersche Regenerierrorrichtung, B die oben beschriebene Antikathode. Da sich diese durch das Auftreffen der Kathodenstrahlen stark erwärmt, so ist eine Wasserkühlung W angebracht, welche das Platinröhrchen umgibt. Um auch die Erwärmung des Wassers zu verzögern, sind als Luftkühlung 20 Blechflügel C an den Becher, der das Wasser enthält, angelötet. Eine solche Antikathode kann längere Zeit den stärksten Kathodenstrahlen ausgesetzt werden. Wegen der Wasserfüllung kann diese Röhre nur in senkrechter oder schwach geneigter Lage verwendet werden. Für manche Zwecke habe ich daher Röhren konstruiert, bei denen das Blech auf das Platinröhrchen schiefwinklig aufgelötet ist, wie dies auf Zeichnung II zu sehen ist.

Ich habe die Gesamtstrahlungsintensität meiner Röhre mit einer gewöhnlichen Röntgenröhre bei gleicher Stärke des Primärstromes verglichen, indem ich beobachtete, auf welche Entfernung Platincyanür noch eben zum Leuchten erregt wird. Die Stärken verhalten sich wie die Quadrate dieser Entfernungen. Wie zu erwarten war, ergab sich für meine Röhre eine

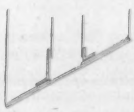


Fig. 2.

etwas geringere Wirksamkeit, doch dürfte diese durch geeignete Wahl der Dicke der Platinschicht noch gesteigert werden können. Es müßte dieselbe gerade so stark sein, daß die Kathodenstrahlen in ihr eben vollständig absorbiert werden, während die Absorption der erzeugten Röntgenstrahlen noch klein ist. Wenn auch, wie ich fand, meine Röhre etwa nur den vierten Teil der Strahlenmenge einer gewöhnlichen Röhre aussendet, so wird dieser Nachteil durch den Vorteil, das zu bestrahlende Objekt direkt an die Strahlenquelle anlegen zu können, für die oben genannten Zwecke weitaus ausgeglichen.

Nehmen wir zum Vergleich eine Röhre von 12 cm Kugelradius, so trifft direkt an der Glaswand auf den cm² die Menge $\mathcal{J} = \frac{\mathcal{J}_0}{4\pi 12^2}$, wenn von der Antikathode die Strahlenmenge $\mathcal{J}_0$ ausgeht.

Setzen wir die nach beiden Seiten strahlende Fläche meiner Röhre 1 cm² und sendet sie im ganzen eine Strahlenmenge $\mathcal{J}_0'$ aus, so ist die Dichte der Strahlen an ihrer Oberfläche

$$\frac{\mathcal{J}_0'}{2} = \frac{\mathcal{J}_0}{2\cdot 4} = \frac{\mathcal{J}}{2\cdot 4}\cdot 12^2\cdot 4\pi = \mathcal{J}\cdot 226.$$

Wir können also ein Objekt hier etwa 200mal so intensiven Strahlen aussetzen, als dies bisher möglich war. Es dürfte daher die Röhre für alle Versuche, bei denen es darauf ankommt, auf eine kleine Fläche möglichst intensive Strahlen zu konzentrieren, gut geeignet sein.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Diskussion.

Neesen: Ich möchte den Vortragenden fragen, wie es denn mit der Schärfe der Zeichnungen auf dem Schirme steht. Ich sollte denken, daß es damit jedenfalls nicht so ist, wie bei den bekannten Antikathoden. Dann möchte ich weiter fragen, ob der Vortragende Messungen gemacht hat über die Verteilung der Strahlen, ob die Verteilung ebenso ist wie bei anderen Röhren oder ob anders.

Vortragender: Quantitative Messungen habe ich nicht gemacht. Es scheint mir, daß die Verhältnisse so wie bei andern Antikathoden sind; aber quantitative Messungen habe ich nicht gemacht. Für Durchleuchtungen ist diese Röhre nicht bestimmt. Die Zeichnungen würden ja wohl weniger gut werden wie bei anderen.

Max Dieckmann (München), Luftelektrische Meßanordnungen. (Mit Diapositiven.)

Der technischen Hochschule München ist von seiten der luftelektrischen Kommission der kartellierten Akademien u. a. die Aufgabe nahegelegt, Methoden zur Bestimmung des elektrischen Potentialgefälles auszubilden; vor allem Methoden, die gestatten, die Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe also des

$$\frac{d^2V}{dh^2}$$

zu ermitteln, da sich hieraus nach der Poissonschen Gleichung

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi}\frac{d^2V}{dh^2}$$

die freie Raumladung der Luft ermitteln läßt.

Über die unter Anregung von Herrn Prof. Ebert durch Herrn Dr. Daunderer in Bad Aibling angestellten Messungen der Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe in den unteren Bodenschichten ist bereits im vergangenen Jahr das umfangreiche Beobachtungsmaterial publiziert worden[1]).

1) A. A. Daunderer, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung. Dissertation der techn. Hochschule München.

Auf Veranlassung des Herrn Prof. Ebert unterzog ich mich der Aufgabe, Methoden auszubilden, $\frac{d^2V}{dh^2}$ auch für die höheren Bodenschichten zu ermitteln.

Da derartige Messungen gerade im gegenwärtigen Stand unserer Kenntnis mehr als lokale Bedeutung haben, möchte ich unsere nunmehrigen Anordnungen, so wie sie sich nach mannigfachen Vorversuchen und Neukonstruktionen endlich zu bewähren scheinen, hier mitteilen.

Die Schwierigkeit derartiger Messungen liegt vor allem in der Schwierigkeit, Kollektoren in die für die Messung vorgesehenen Höhen über dem Erdboden zu bringen, ohne damit unkontrollierbare Feldstörungen hervorzurufen.

Wir besitzen jetzt drei verschiedene Meßanordnungen:

1. Eine Anordnung $\frac{d^2V}{dh^2}$ in Höhen bis etwa 500 m hinauf zu verfolgen;

2. eine Anordnung $\frac{d^2V}{dh^2}$ für die unteren 12 bis 15 m zu untersuchen;

3. — was hier wegen der Kürze der Zeit übergangen werden soll — eine Registrieranordnung, die einen 37 m hohen Mast benützt, der zum Zwecke funkentelegraphischer und luftelektrischer Messungen errichtet wurde.

Zum Hochbringen der Kollektoren bis in Höhen von 500 m — und zwar verwenden wir mit gutem Erfolge polonisierte Platinbleche — benutzen wir einen kleinen Kugelballon von 17 m³ Inhalt und einem Nutzauftrieb von etwa 10 kg.

Es wird sich, wenn man die Wasserstoffüllung im Ballon stehen lassen kann, nicht empfehlen, kleinere Ballons anzuwenden. Ein Drachenballon hat zwar den Vorteil, daß er bei Wind ruhiger steht, doch ist sein Betrieb viel kostspieliger, da er bei gleichem Volumen größeres Eigengewicht hat und häufigerer Nachfüllung bedarf.

Unser Ballon ist nach der Finsterwalderschen Schnittmethode aus Ballonseide selbst hergestellt. Er kostet etwa 300 Mark und bleibt nach einer Füllung mehrere Tage aufstiegbereit. (Die Diapositive 1 bis 3 zeigen den gefüllten Ballon im Schuppen, beim Aufstieg, sowie die Füllanlage.)

Eine besondere Ausbildung mußte die isolierende Ballonwinde erfahren, sie muß neben hohem Isolationsvermögen große mechanische Fertigkeit besitzen.

Wir sind schließlich zu folgendem Typ gelangt, es ist unsere dritte Winde, die jetzt endgültig zu genügen scheint.

Als Isolationsstelle ist die Achse gewählt,

d. h. die im allgemeinen hölzerne Kabeltrommel ist von der Achse und somit den Lagern und dem Gestell isoliert. Bei einer Anordnung wie in Fig. 1a skizziert, würde die Isolationsmasse

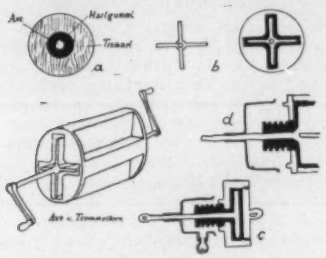


Fig. 1.

bei festgebremster Achse außerordentlich stark auf Scherung beansprucht sein. Wir geben deshalb der Achse das Profil von Fig. 1b und versehen das Trommelinnere mit einem entsprechenden Profil. Beide Teile sind schwerer Eisenguß. Der Zwischenraum ist mit Hartgummi ausgefüllt, der nun nur noch auf Druck beansprucht wird.

Dies Prinzip der Herstellung von mechanisch beanspruchten Isolatoren verwenden wir jetzt allgemein. Fig. 1c zeigt einen nach dieser Methode hergestellten Abspannisolator, der auf über 100 kg beansprucht werden kann.

Da wo die Achse der Winde das Trommelinnere verläßt, ist sie noch auf eine größere Länge von Hartgummi umgeben. Durch eingedrehte Nuten, Staubkappen und ev. Natriumtrocknung ist hier die Isolation gewährleistet. (Die Diapositive 4, 5, 6 und 7 zeigen die Konstruktionsskizzen, die Gußmodelle, sowie fertige Abspannisolatoren und die montierte Ballonwinde.) Durch eine Bandbremse kann die Trommel festgebremst werden, ein Tourenzähler kontrolliert die Länge des jeweils abgelaufenen Kabels, ein federnder auf einer nach den üblichen Isolationsprinzipien geschützter Säule befestigter Schleifkontakt, führt die Spannung des Kabels, das gleichzeitig zur Ableitung der Kollektorspannung dient, dem Voltmeter zu.

Die Messung geht so vor sich, daß die Angaben des Voltmeters bei verschiedenen Höhen des Ballons, die aus abgelaufener Kabellänge, Anvisierungs- und Ablaufwinkel des Kabels gefunden sind, beobachtet werden.

Man tastet nun von unten nach oben und oben nach unten die verschiedenen Höhenlagen ab. Wenn die Poloniumsonden hinreichend kräftig sind, kann man alle anderen etwaigen Ausgleichsstellen längs der Kabel usw. gegen sie vernachlässigen und man erhält an dem geeichten Voltmeter unmittelbar die Spannungsdifferenz der Kollektoren gegen Erde.

Die Anordnung $\frac{d^2V}{dh^2}$ für die unteren 12 bis 15 m zu beobachten, verzichtet auf eine zeitliche Variation der Kollektorhöhe und arbeitet mit drei unabhängigen, ständig in verschiedenen Höhen gehaltenen Kollektoren.

Zu dem Zwecke sind drei Bambusstangen, gegenwärtig von je 4, 8 und 12 m Höhe isoliert, in je 30 m Abstand voneinander aufgestellt. An ihren oberen Enden tragen sie die Kollektoren.

Die Stangen sind durch bis an ihr unteres Ende geführte Kupferdrähte zu gut definierten Leitern gemacht. Das untere Ende ist von Erde isoliert und diese Isolationsstelle hat wieder eine besondere Konstruktion erfahren müssen, die die Fig. 2 erläutern soll. Die Stange

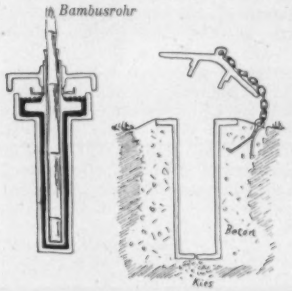


Fig. 2.

ist eingekeilt in ein 50 cm langes, mit einem Wulst versehenes Eisenrohr, um dies Eisenrohr paßt ein zweites, das den Wulst seitlich umfaßt. Der Zwischenraum ist wieder mit Hartgummi ausgefüllt. In die obere Hartgummifläche sind Nuten eingedreht. Ein ringförmiges Gefäß kann zur Aufnahme von Natrium dienen, ein Staubdeckel schließt alles nach oben ab.

Dieser feste Isolationsteil läßt sich nun in ein entsprechendes, in den Boden einbetoniertes Eisenrohr setzen, das für gewöhnlich durch einen Deckel abgeschlossen ist.

Die Aufstellung derartig hoher Bambusstangen ist mit Hilfe dieser Apparaturen eine Kleinigkeit. (Diapositiv 9.) Die hier abgebildete Stange ist 8 m hoch, die ganze Aufstellung ist sehr massiv und zuverlässig. Ich möchte nicht verfehlen, der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, die den Guß dieser Isolatoren übernahm und uns wesentlich unterstützte, auch hier zu danken.

Als Meßinstrumente wurden bisher stets Braunsche Voltmeter verschiedenster Meßbereiche benutzt. Um die Beobachtungen von Eichfehlern unabhängiger zu machen, haben wir uns nach anderen Meßprinzipien umgesehen. Ich möchte deshalb nur noch kurz das folgende Bild zeigen (Diapositiv 10), das eine mit einer Kirchhoffschen Wage kombinierte Stromwage zeigt. Bei dieser Wage wird die elektrostatische Anziehung der beiden Platten, an die die Meßspannung angelegt ist, durch die elektrodynamische Anziehung zweier Stromspulen kompensiert. Die Bewegung des Wagebalkens ist durch zwei Kontakte eng begrenzt. Beobachtet wird der Stromwert, der die elektrostatische Anziehung gerade überwiegt.

Da die Stromvariation kontinuierlich durch eine Kurbel bewegt wird, die eine Papiertrommel mit sich führt und das Abreißen des Kontaktes einen Schreibstift aufhebt, so ist der Apparat auch für Dauerregistrierung verwendbar. Die absolute Eichung kann ohne weitere Hilfsapparate durch einen einfachen Gewichtssatz stets an Ort und Stelle vorgenommen werden. Mit drei Akkumulatorenzellen ist der gegenwärtige Meßbereich 800 bis 25000 Volt.

Da jetzt Messungen der Raumladung — namentlich auch in verschiedenen Höhen — ganz besonderen Wert haben, so werden in den nächsten zwei Jahren auf unserer Beobachtungsstation in Gräfelfing bei München mit diesen nunmehr ausprobierten Apparaten möglichst zahlreiche Beobachtungen angestellt werden.

(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Diskussion:

Elster: Ich möchte mir die Frage erlauben, bringen Sie die Poloniumkollektoren oberhalb des Ballons an?

Vortragender: Jawohl! Haben Sie einmal versucht, ohne Poloniumkollektor zu arbeiten? Geht das nicht ebensogut?

Ebert: Ebensogut wohl nicht. Der ganze Draht wirkt infolge radioaktiven Belages als Kollektor und es ist schwer, den Punkt zu bestimmen, wo der Ausgleich stattfindet.

Vortragender: Wir haben stets mehrere Kollektoren an dem Ballon angebracht. Der Ballon hat 3 m Durchmesser. Diese verschwinden gegen eine Aufstieghöhe von 500 m.

Elster: Haben Sie ohne Kollektor Unterschiede bekommen gegen das Resultat mit Kollektor?

Vortragender: Jawohl. Wir haben eben deshalb mehrere kräftige Kollektoren genommen, damit der Ausgleich längs des Drahtes klein wird gegen den von den Kollektoren bewirkten Ausgleich.

Karl Kurz (München), Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre.

I. Natur und Wirksamkeit der durchdringenden Strahlung.

Die Existenz einer Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit in der Atmosphäre ist durch Versuche von Rutherford und Cooke[1], von McLennan und Burton[2] nachgewiesen. Mißt man den Sättigungsstrom, der in dem allseitig geschlossenen Zerstreuungsraume eines Elektrometers fließt, so kann man beobachten, daß die Größe des Sättigungsstromes von der Art und der Dicke der Gefäßwandung abhängig ist. Bei den Versuchen von McLennan und Burton ließ sich dieser Sättigungsstrom beispielsweise um 37 Proz. vermindern, wenn das Gefäß mit einer Wasserschicht von 25 cm Dicke umgeben wurde; durch 12,5 cm Wasser wurde eine Verminderung um 17,5 Proz. herbeigeführt. Cooke[3] erreichte durch Bleischirme eine Verminderung um 30 Proz., die dann nicht weiter vergrößert werden konnte.

Untersuchungen von Wood[4], Eve[5], McClelland[6], Campbell[7] haben dann gezeigt, daß die Ionisierung in einem allseitig geschlossenen Gefäße dreierlei Ursachen hat:

1. Die in der eingeschlossenen Luft befindlichen radioaktiven Stoffe;

2. eine von den Wandungen des Gehäuses ausgehende, von der Art des Materials abhängige Strahlung, die ihrer Natur nach der α-Strahlung radioaktiver Substanzen verwandt ist;

3. eine von außen kommende, die Wände durchdringende Strahlung, die in den Wänden auch eine Sekundärstrahlung auslöst.

Über die Natur dieser Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit hat man ermittelt, daß ihr Durchdringungsvermögen für gewöhnliche Materie gleich dem der γ-Strahlung von Radium C ist[8]. Nach den neuesten Messungen von Soddy und Russell[9] hat die γ-Strahlung von Thorium C denselben Absorptionskoeffizienten wie die von Radium C. Es ist also allgemeiner das Durchdringungsvermögen der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre wohl gleich zu setzen dem der von den Zerfallsprodukten des Radiums und Thoriums ausgehenden γ-Strahlung.

1) E. Rutherford u. H. L. Cooke, Phys. Rev. **16**, 183, 1903.
2) J. C. McLennan u. E. F. Burton, Phil. Mag. **6**, 343, 1903; Phys. Rev. **16**, 184, 1903; diese Zeitschr. **4**, 553, 1903.
3) H. L. Cooke, Phil. Mag. **6**, 483, 1903.
4) A. Wood, Phil. Mag. **9**, 550, 1905.
5) A. S. Eve, Phil. Mag. **8**, 669, 1904.
6) McClelland, Phil. Mag. **9**, 230, 1905.
7) N. R. Campbell, Phil. Mag. **9**, 531, 1905; Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik **2**, 434, 1906.
8) Vgl. Mache u. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität, S. 168, und die dort noch weiter angegebene Literatur.
9) F. Soddy u. A. Russell, diese Zeitschr. **10**, 249, 1909.

Nach Beobachtungen von Wood und Campbell[1]), McKeon[2]), Mache und Rimmer[3]), Wulf[4]), Pacini[5]) hat diese Strahlung eine doppelte tägliche Periode, die zeitliche Übereinstimmungen mit dem täglichen Gange des Potentialgefälles in der Nähe der Erdoberfläche zeigt. Dieser eigentümliche Zusammenhang hat für die Lehre von der Luftelektrizität großes Interesse, zumal wir in der durchdringenden Strahlung einen wichtigen Faktor im Elektrizitätshaushalte der Atmosphäre vor uns haben, wie die folgende Berechnung zeigt:

McLennan[6]) findet bei den jüngsten Messungen am Ufer und auf dem Ontariosee, daß durch die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre 6,3 Ionen im cm^3 pro sec gebildet werden. Von den von Wulf[7]) angegebenen Zahlen für die Ionenerzeugung im geschlossenen Elektrometer sind nach seinen Angaben 42 Proz. auf die Wirkung der von außen kommenden, die Wände des Elektrometers durchdringenden Strahlung zu setzen; das wären 12 Ionen pro cm^3 und sec. Als Mittel aus McLennans und Wulfs Beobachtungen erhalten wir so als Zahl der pro sec und cm^3 durch die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit erzeugten Ionen 9—10. Zu derselben Zahl kommen wir in dieser Arbeit bei drei voneinander völlig unabhängigen Versuchsreihen, von denen jede für sich eigentlich durchaus andere Zwecke verfolgte.

Es sei nun allgemein q die Zahl der Ionen, die durch einen Ionisator im cm^3 Luft in der Zeiteinheit erzeugt werden, α sei der Wiedervereinigungskoeffizient dieser neuerzeugten und daher noch leicht beweglichen Ionen. Wenn wir dann die Wiedervereinigung als den wichtigsten der Prozesse ansehen, die die Zahlen n_+ und n_- der Ionen in der Atmosphäre zu mindern suchen, wenn wir also zunächst von allen anderen im gleichen Sinne wirkenden Vorgängen absehen, so ist durch

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2 = 0 \qquad (1)$$

die Möglichkeit eines stationären Zustandes gekennzeichnet; n_+ und n_- sind dabei die Zahlen der positiven und negativen Ionen im cm^3, die wir als gleich annehmen wollen.

Der Wiedervereinigungskoeffizient α ist bis jetzt erst für die leicht beweglichen Ionen der Atmosphäre bestimmt worden. Schuster[8]) findet Werte von $2{,}1 \cdot 10^{-6}$ bis $3{,}3 \cdot 10^{-6}$. Wir wählen für unsere Betrachtung den Mittelwert $2{,}7 \cdot 10^{-6}$, einen Wert, dessen Richtigkeit auch durch Beobachtungen von Mache und Rimmer[1]) und durch bis jetzt noch unveröffentlichte Messungen von Herrn R. Schleußinger im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu München bestätigt wird.

Die Werte $q = 9$ und $\alpha = 2{,}7 \cdot 10^{-6}$ würden nach (1) zu einem Werte $n = 1825$, als Zahl der Ionen jedes Vorzeichens im cm^3 Luft führen, d. h. ein Ionisator, der pro Zeiteinheit 9 Ionen im cm^3 erzeugt, würde einen stationären Zustand in der Atmosphäre herbeiführen, der durch die Anwesenheit von rund 1800 Ionen jeden Vorzeichens im cm^3 gekennzeichnet wäre, wenn auf die Ionen lediglich eine durch den Koeffizienten $2{,}7 \cdot 10^{-6}$ charakterisierte Wiedervereinigung vermindernd einwirkte. Nun sind einmal unsere Kenntnisse über die Vorgänge der Ionenverminderung in der Atmosphäre, zumal nach der quantitativen Seite hin, noch gering; wir wissen nicht, wie groß die Zahl der ursprünglich leicht beweglichen Ionen ist, die sich wegen der Adsorption an Staub, Rauch, Wasserdampf der Beobachtung bis jetzt entziehen. Die Angaben über die Zahl der Molionen (Langevin-Ionen) schwankt von 1000 im cm^3 nach Gockel[2]) bis 50000 im cm^3 nach Langevin, während sich aus den Daundererschen Messungen[3]) Zahlen von 6000—7000 berechnen lassen. Weiter fehlt uns jegliche Kenntnis über den Wiedervereinigungskoeffizienten dieser schwer beweglichen Ionen, ferner die Zahl der Ionen, die infolge des Erdfeldes in die Erdoberfläche einwandern oder bei der „Bodenatmung" mit der Tiefenluft austreten. Immerhin aber weiß man aus Ionenzählungen mit Aspirationsapparaten, daß im cm^3 Luft rund 1000 leicht bewegliche Ionen existieren, und wir erkennen daraus die Wichtigkeit eines Ionisators von der Intensität der durchdringenden Strahlung, die unter den oben entwickelten Annahmen allein schon zu einer Gesamtionenzahl von etwa 1800 im cm^3 führen würde.

II. Möglichkeiten für die Quellen der durchdringenden Strahlung.

Die durchdringende Strahlung könnte die folgenden drei Quellen haben:

1. Es kann eine außerterrestrische Strahlenquelle angenommen werden. O. W. Richardson[4]) sieht die Sonne als Ausgangspunkt an. Die Strahlung müßte in diesem Falle die gesamte Luftschicht durchsetzen, ehe sie zur Erdober-

1) A. Wood, Nature **73**, 583, 1906; Phil. Mag. **13**, 265, 1907.
2) McKeon, Phys. Review **25**, 399, 1907.
3) H. Mache u. T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
4) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.
5) D. Pacini, Rend. della R. Accad. dei Lincei **18**, 123, 1909.
6) J. C. McLennan, diese Zeitschr. **9**, 440, 1908.
7) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.
8) A. Schuster, Manchester Soc. **48**, Heft 12, 1904.

1) H. Mache u. T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. **10**, 396, 1909.
3) A. Daunderer, diese Zeitschr. **10**, 113, 1909.
4) O. W. Richardson, Nature **73**, 607, 1906; **74**, 55, 1906.

fläche gelangt. Sie müßte dann von oben nach unten an Stärke abnehmen.

2. Wegen des Grades der Durchdringungsfähigkeit der Strahlung können aber auch die irdischen radioaktiven Stoffe die Quelle sein und hier natürlich zunächst die in der Atmosphäre selbst bereits verteilten Zerfallsprodukte der Emanationen. Wie vom Verf. vor kurzem gezeigt wurde [1]), kommen die Zerfallsprodukte der drei radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre vor, die eine Emanation erzeugen, also Radium, Thorium, Aktinium, so daß wir mit drei γ-Strahlern in der Atmosphäre zu rechnen haben: Radium *C*, Thorium *C*, Aktinium *C*. Wegen der allgemeinen Verbreitung dieser Stoffe in den unteren Schichten der Atmosphäre würde hieraus eine nach allen Richtungen gleichstarke Strahlung resultieren. Strong [2]) sieht so in der Tat auf Grund seiner Untersuchungen die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre als Quelle der durchdringenden Strahlung an.

3. Als letzte Möglichkeit kommen die radioaktiven Stoffe in den obersten Schichten der Erdkruste in Frage. Hierbei müßte die Strahlung von unten nach oben an Stärke abnehmen. Zu dieser Ansicht kommt Mc Lennan [3]) bei seinen Beobachtungen am Ontario-See, die zeigten, daß durch die Wasserschicht eine von unten kommende ionisierende Strahlung abgeschnitten wird, die im cm³ Luft in der Zeiteinheit rund 6 Ionen zu erzeugen vermag.

So werden die drei Möglichkeiten, die zunächst allerdings völlig gleichberechtigt nebeneinander stehen, in der Literatur in gleicher Weise verteidigt. Wie groß der tatsächliche Einfluß der durchdringenden Strahlung, welche Quelle also die maßgebende ist, kann natürlich nur durch ein quantitatives Auswerten der drei Fälle gezeigt werden. Zweck der vorliegenden Arbeit ist es daher, dreierlei nachzuweisen:

Erstens, daß die Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle, für die an der Erdoberfläche angetroffene durchdringende Strahlung wenigstens, nicht nur unnötig, sondern wegen der Konsequenzen unmöglich ist; sie würde zu Verhältnissen in den höheren Schichten der Atmosphäre führen, die in keiner Weise der Wirklichkeit entsprechen.

Zweitens, daß die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre, wenn sie auch in der Gesamtheit ihrer Wirkungen einen merklichen Beitrag zur Ionisierung der Atmosphäre zu leisten vermögen, doch nicht auch nur annähernd eine γ-Strahlung zu liefern imstande sind, die die durchdringende Strahlung erklären könnte.

Drittens, daß wir hingegen die radioaktiven Stoffe in den obersten Schichten der Erdrinde als notwendige und hinreichende Ursache einer Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit in den unteren Luftschichten von dem tatsächlich gemessenen Betrage anzusehen haben.

a) Eine außerterrestrische Quelle? Richardson versuchte, wie oben bemerkt, die Beobachtungen von Campbell und Wood durch die Annahme einer Strahlung zu erklären, die von der Sonne ausgehe. In der Tat ist ja die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die auf der Erde bekannten radioaktiven Substanzen auch auf der Sonne vorhanden sind, wenn auch ihre Anwesenheit bis jetzt noch nicht spektralanalytisch nachgewiesen ist. Die Fragestellung, die die tatsächlichen Verhältnisse in der Atmosphäre in Rücksicht zieht, wäre bei dieser Annahme dann offenbar die folgende: Welche Ionisationsverhältnisse müssen sich in den höheren Schichten der Atmosphäre entwickelt haben unter der Wirkung einer ionisierenden Strahlung von bekanntem Durchdringungsvermögen, die nach dem Durchsetzen einer Luftschicht, äquivalent mit einer Quecksilberschicht von 76 cm Dicke oder einer Bleischicht von 91 cm Dicke, noch eine solche Intensität besitzt, daß sie im cm³ Luft in der Sekunde 9 Ionen zu erzeugen vermag?

Messungen der Leitfähigkeit und der Ionendichte der Atmosphäre, bei Ballonfahrten gewonnen, liegen vor aus Höhen bis zu 6000 m. Wir wollen daher berechnen, wie sich die Verhältnisse in gewissen Höhen über dem Erdboden gestalten müßten unter der Wirkung einer außerterrestrischen Strahlung, und wollen diese Resultate vergleichen mit den bereits durchgeführten Messungen in der Atmosphäre.

Untersuchungen über die Absorption der γ-Strahlung in Materie liegen vor von Rutherford [1]), Mc Clelland [2]), Wigger [3]), Eve [4]), Tuomikoski [5]). Der Absorptionskoeffizient λ ist gegeben durch die Beziehung

$$\frac{\mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_1} = e^{-\lambda(d_1 - d_2)},$$

wenn $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ die Strahlungsintensitäten nach dem Durchstrahlen der Schichten von der Dicke d_1 bezw. d_2 bedeuten. λ ist proportional der Dichte des durchstrahlten Materials, so daß $\lambda/\delta = \text{const}$ ist, wenn δ die Dichte bedeutet. Weiter ist λ abhängig bei ein und demselben Material von der Dicke der

1) K. Kurz, Radium, Thorium und Aktinium in der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die atmosphärische Elektrizität, Abhandl. d. K. Bayer. Akad. d. Wiss. zu München, math.-physik. Kl., 25. Bd., 1. Abhandl. 1909.
2) W. W. Strong, diese Zeitschr. **9**, 117, 1908.
3) J. C. McLennan, diese Zeitschr. **9**, 440, 1908.

1) E. Rutherford, diese Zeitschr. **3**, 517, 1902.
2) Mc Clelland, Phil. Mag. **8**, 70, 1904.
3) O. Wigger, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **2**, 391, 1905.
4) A. S. Eve, diese Zeitschr. **8**, 183, 1907.
5) J. Tuomikoski, diese Zeitschr. **10**, 372, 1909.

bereits durchstrahlten Schicht. Eine Gesetzmäßigkeit hierüber ist noch nicht festgestellt worden. Wigger erhält Konstanz des Absorptionskoeffizienten nach dem Durchstrahlen einer Bleischicht von 2,8 cm Dicke; er erhält dann für Blei $\lambda = 0{,}241$ (cm^{-1}). Tuomikoski erhält konstante Werte nach dem Durchlaufen einer Bleischicht, die er zwischen 1 cm und 12 cm variieren kann. Bei einer Vergrößerung der Bleischicht über 12 cm bis 18 cm findet er dann aber eine Abnahme des Absorptionskoeffizienten, der bei 18 cm Blei den Wert 0,25 (cm^{-1}) erreicht. Seine bei geringeren Schichtdicken gefundenen Werte liegen höher als die Wiggerschen Zahlen. Wir wollen den Wiggerschen Wert 0,241 (cm^{-1}) für Blei unserer Berechnung zugrunde legen, da er dem von Tuomikoski angegebenen kleinsten Wert 0,25 am nächsten kommt, und da bei Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle die Strahlung beispielsweise in 6000 m Höhe über dem Erdboden bereits Luftschichten durchsetzt hat, die in bezug auf ihre Absorptionsfähigkeit den dicksten von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalent sind.

Die von dem Materiale unabhängige Konstante λ/δ wird dann gleich 0,021. Für Luft von Atmosphärendruck, also Luft in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, berechnet sich hieraus der Wert des Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlung zu 0,00002715 (cm^{-1}). Für unsere Verhältnisse ist nun weiter zu beachten, daß die Dichte der Luft mit der Höhe nach einem Exponentialgesetze abnimmt; also nimmt der Wert des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe über dem Erdboden ebenfalls ab. Ist die Dichte der Luft in der Nähe des Erdbodens $= \delta_0$, so ist sie in der Höhe h in m über dem Erdboden, innerhalb der für uns hier in Betracht kommenden Höhen, gleich

$$\delta_0 \cdot e^{-\lambda' h},$$

wo $\lambda' = 0{,}000126$ (m^{-1}) ist. Somit erhält man den Absorptionskoeffizienten λ_h der γ-Strahlung in einer Höhe h über dem Erdboden aus

$$\lambda/\delta = \text{const}$$

als

$$\lambda_h = 0{,}001293 \cdot e^{-0{,}000126 \cdot h} \cdot 0{,}021$$
$$= 0{,}00002715 \cdot e^{-0{,}000126 \cdot h}\ (cm^{-1}).$$

In Tabelle 1 sind für einige Höhen über dem Erdboden mit Hilfe der eben besprochenen Beziehung des Absorptionskoeffizienten zur Dichte der durchstrahlten Materie Werte für die Ionendichte und die Leitfähigkeit der Atmosphäre berechnet. Zugrunde gelegt ist die Annahme, daß die von außen kommende Strahlung nach Durchsetzen der gesamten Luftschicht in der Nähe des Erdbodens noch von solcher Intensität ist, daß sie 9 Ionen im cm^3 in der Sekunde zu erzeugen vermag. Aus der Zahl der in der Zeiteinheit im cm^3 erzeugten Ionen ist mit Hilfe des Wiedervereinigungskoeffizienten die Ionenzahl im cm^3 und damit die Ionendichte im m^3 in E.S.E. berechnet[1]). Die Angaben über die Leitfähigkeit sind in absolutem Maße gegeben. Hierbei war die Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe in doppelter Weise zu berücksichtigen. Einmal wegen der Änderung des Absorptionskoeffizienten nach einem Exponentialgesetz, dann wegen der Zunahme der Ionenbeweglichkeit bei Abnahme der Gasdichte. Es ist hier von der Annahme ausgegangen worden, daß die spezifische Geschwindigkeit der hier in Betracht kommenden Ionen im Mittel zu $1 \frac{cm}{sec} / \frac{Volt}{cm}$ gerechnet werden kann, und daß die Ionenbeweglichkeit bei den hier vorkommenden Höhen umgekehrt proportional der Dichte der Luft in den verschiedenen Höhen ist. Bei der Berechnung sowohl der Ionendichten als auch der Leitfähigkeit aus der Zahl der im cm^3 in der Sekunde erzeugten Ionen ist ferner die Änderung des Wiedervereinigungskoeffizienten mit der Höhe wegen der Abnahme der Dichte der Luft Rechnung getragen. Nach Langevin[2]) ist

$$\alpha = 4\pi \cdot \varepsilon (k_1 + k_2) e,$$

„wenn k_1 und k_2 die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen unter der Kraft eins sind", e die Ladung des Ions in E.S.E. bedeutet; „ε ist der Bruchteil der Zusammenstöße, die in Rekombinationen enden". ε wächst mit wachsendem Druck und damit auch α. Stellt man die bei J. J. Thomson S. 22 gegebene Abhängigkeit des ε vom Druck kurvenmäßig dar, so kann man für die verschiedenen Höhen über dem Erdboden den Wiedervereinigungskoeffizienten berechnen.

Unter Berücksichtigung dieser einzelnen Faktoren ist nun die Tabelle 1 zusammengestellt, die ein Bild gibt über die Ionenverhältnisse in gewissen Höhen über der Erde, wie sie bestehen müßten, wenn die am Erdboden beobachtete

Tabelle 1.

Höhe über dem Erdboden in m	Ionendichte in E.S.E. im m^3	Leitfähigkeit in absolutem Maß
0	0,62	$3{,}7 \cdot 10^{-4}$
1000	2,47	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$
1700	6,06	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$
2000	8,64	$6{,}7 \cdot 10^{-3}$
3000	26,30	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$
4320	90,00	$1{,}0 \cdot 10^{-1}$
6000	401,00	$4{,}9 \cdot 10^{-1}$

1) Als Ionenladung ist hierbei der alte Wert mit $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. statt des neuen $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. zugrunde gelegt, da in den später zum Vergleich herangezogenen Werten aus der Literatur offenbar noch mit dem alten Werte $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. gerechnet ist.

2) Langevin, Recherches sur les gazes ionisés, Université Paris, 1902, und J. J. Thomson, Elektrizität-durchgang in Gasen. Deutsche Ausgabe von E. Marx, Leipzig 1906, S. 21 ff.

durchdringende Strahlung außerterrestrischen Ursprungs wäre. Wir sehen, daß in 6000 m Höhe die Größenordnung der Ionendichte in E.S.E. bereits 10^2, die Größenordnung der absoluten Leitfähigkeit 10^{-1} wäre; nur auf die Größenordnung kann es hierbei ankommen.

Diesen Zahlen stellen wir gegenüber die Daten aus Tabelle 2, wie sie bei Ballonfahrten gewonnen worden sind. Von Gerdien wurde

Tabelle 2.

Höhe über dem Erdboden in m	Ionendichte in E.S.E. im m^3	Leitfähigkeit in absolutem Maß
1700	—	$3.5 \cdot 10^{-4}$
3000	—	$5.3 \cdot 10^{-4}$
4320	2,1	—
9000	—	$20.5 \cdot 10^{-4}$
6000	0,26	—

am 30. August 1905 in 6000 m Höhe der Anteil der positiven Ionen an der Leitfähigkeit zu $\lambda_+ = 11{,}24 \cdot 10^{-4}$ und $\lambda_- = 9{,}21 \cdot 10^{-4}$ beobachtet; dies gibt als Leitfähigkeit dieselbe Größenordnung wie die am Erdboden beobachtete, wenn auch der Zahlenwert erheblich höher liegt. Die höchste bei Ballonfahrten beobachtete Ionendichte ist 2,12 E.S.E. im m^3 in 4320 m Höhe. Der Wert ist als abnorm hoch zu bezeichnen gegenüber sonstigen Werten; so sind in 6000 m Höhe Ionendichten von 0 24 bis 0,28 E.S.E. beobachtet worden. Jedenfalls sieht man ohne weiteres, daß wir in keiner Weise an die von Tabelle 1 geforderten Werte und Verhältnisse herankommen. Ist auch ein Anstieg der Leitfähigkeit mit der Höhe zu konstatieren, so ist doch der in 6000 m Höhe beobachtete Wert etwa $^1/_{250}$ des Wertes, der bei obiger Annahme vorhanden sein müßte. Der höchste Wert der Ionendichte, der bei Ballonfahrten beobachtet ist, beträgt etwa $^1/_{50}$ des Wertes, der sich für dieselbe Höhe berechnen ließe unter der Annahme des außerterrestrischen Ursprungs der durchdringenden Strahlung, womit diese Annahme als erledigt anzusehen ist.

b) Eine terrestrische Quelle? 1. Die radioaktiven Stoffe in der Luft als Strahlungsquelle? Quantitative Messungen des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Stoffen liegen bis jetzt nur wenige vor; denn die nach der Elster-Geitelschen Methode ausgeführten Messungen lieferten, auch wenn in Aktivierungszahlen umgerechnet wurde, bislang kein quantitativ deutbares Ergebnis. Vom Verf. ist daher vor kurzem versucht worden[1]), die Elster-Geitelsche Aktivierungszahl quantitativ zu deuten, um so ein größeres Zahlenmaterial für den Gehalt der Luft an radioaktiven Stoffen zu erhalten. Es wurde gefunden, daß der Aktivierungszahl $A = 1$ ein Gehalt der Atmosphäre an radioaktiven Stoffen entspricht, der eine Ionenerzeugung von 0,06 Ionen pro cm^3 und Sekunde zur Folge hat. Wie die in der betreffenden Arbeit gegebene Zusammenstellung zeigt, ordnen sich die in dieser Weise gewonnenen Zahlen gut den von verschiedenen Orten der Erde vorliegenden quantitativen Messungen ein und zeigen, daß die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre im Mittel nur 1—2 Ionen pro cm^3 und Sekunde zu erzeugen imstande sind.

Bei der Art der diesen Bestimmungen dienenden Versuchsanordnungen ist hierbei lediglich die Wirkung der von den Substanzen ausgehenden α-Strahlung bestimmt worden. Die Wirksamkeit der β- und γ-Strahlung ist vernachlässigt. Diese Vernachlässigung ist erlaubt, wenn man die Ionisationswirkung eines γ-Strahles und eines α-Strahles derselben Substanz auf gleichen Luftwegen vergleicht. Mißt man jedoch die Gesamtionisation, die ein γ-Strahl auszuüben vermag, wenn er eine seiner viel größeren Reichweite entsprechende Luftstrecke durchsetzt, so ändert sich das Bild etwas. Denn ein γ-Strahl von Radium C vermag zum Beispiel etwa 1000 m Luft zu durchdringen, ehe seine Wirksamkeit auf 1 Proz. des Anfangswertes gesunken ist; die Ionisationswirkung eines α-Strahles von Radium C ist bereits nach dem Durchlaufen von 6,7 cm Luft praktisch gleich Null. Hier kommt es aber auf die Gesamtionisation der γ-Strahlen in Luft an, in der sie sich ungehindert ausbreiten können.

Wie Eve[1]) gezeigt hat, werden durch die α-Strahlen von 1 g Radiumbromid im radioaktiven Gleichgewicht $1{,}67 \times 10^{16}$ Ionen in der Zeiteinheit erzeugt, wenn die Strahlen vollständig in Luft absorbiert werden. Rutherford hatte als entsprechenden Wert $1{,}24 \times 10^{16}$ gefunden; als Mittelwert können wir etwa $1.45_5 \times 10^{16}$ Ionen annehmen. Die γ-Strahlen der entsprechenden Substanzmenge vermögen nach dem gleichen Autor bei vollständiger Absorption $8{,}9 \times 10^{14}$ Ionen pro Sekunde zu liefern. Als Verhältnis der Wirkung der α-Strahlung und der γ-Strahlung desselben radioaktiven Produktes erhält man hier 16,4 : 1,0.

Dies Resultat können wir auf die Verhältnisse in der Atmosphäre übertragen. In der oben zitierten Arbeit des Verf. ist gezeigt, in welchem Verhältnis sich die drei Stoffe Radium, Thorium, Aktinium an der Ionisation der Atmosphäre beteiligen. Radium spielt die weitaus wichtigste Rolle. Wenn daher auch unter Umständen bei Thorium und Aktinium das Verhältnis der gesamten α-Strahlwirkung zur gesamten γ-Strahlwirkung etwas von dem oben

1) Vgl. K. Kurz, l. c.

1) A. S. Eve, Phil. Mag. **12**, 189, 1906.

für Radium festgestellten abweichen sollte, so können wir doch schließen: Die von den in der Atmosphäre vorhandenen radioaktiven Stoffen ausgehende γ-Strahlung hat eine Ionisationswirkung von rund 6 Proz. der von denselben Substanzen ausgehenden α-Strahlwirkung. Bei einer Wirkung der α-Strahlen von 1—2 Ionen pro cm^3 und Sekunde kommen wir so zu einer Wirkung der γ-Strahlen von 0,06—0,12, im Mittel also von 0,09 als Zahl der in der Zeiteinheit im cm^3 durch γ-Strahlung erzeugten Ionen, d. h. die von den radioaktiven Stoffen in der Atmosphäre ausgehende γ-Strahlung liefert also nur 1 Proz. jener oben berechneten 9 Ionen pro Sekunde und cm^3, der Wirkung der in den unteren Luftschichten vorhandenen durchdringenden Strahlung.

2. Die radioaktiven Stoffe in der Erdrinde als Strahlungsquelle? Es ist zunächst zu berechnen, welche Schichtdicken an Luft und Erde die durchdringende Strahlung zu durchsetzen vermag, ehe sie auf einen verschwindenden Bruchteil ihrer Anfangsstärke geschwächt ist. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Dicke der bereits durchstrahlten Schicht ist, wie oben schon bemerkt, von Wigger[1]) und von Tuomikoski[2]) untersucht worden. Tuomikoski hat die Beobachtungen Wiggers bis zu einer Schichtdicke von 19 cm Blei fortgesetzt und findet verschiedene Größen des Absorptionskoeffizienten je nach der Dicke der bereits durchsetzten Bleischicht. Wir legen seine für die verschiedenen Schichten gefundenen, also immer nur innerhalb dieser Schichten gültigen Werte des Absorptionskoeffizienten zugrunde. Mit Hilfe der Beziehung $\lambda/d = \text{const}$, wenn λ der Absorptionskoeffizient, d die Dichte der Substanz ist, berechnen wir den Absorptionskoeffizienten der durchdringenden Strahlung für Luft, natürlich unter Berücksichtigung der Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe. Es sind also zunächst die den verschiedenen von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalenten Luftschichten, gerechnet vom Erdboden an, zu bestimmen nach der Beziehung:

$$d \cdot \delta = x \cdot 0{,}001293 \cdot e^{-\lambda' x},$$

wenn d die Dicke der Bleischicht in Zentimetern, δ die Dichte des Bleies, λ' den Koeffizienten der Abnahme der Luftdichte mit der Höhe über dem Erdboden, x die Dicke der Luftschicht bedeutet. Die mittlere Dichte der Luftschicht zwischen den Höhen x_1 und x_2 über dem Erdboden ergibt sich als

$$\delta_x = 0{,}001293 \cdot \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\lambda' x} dx.$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen läßt sich dann die Intensität der durchdringenden Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Erdboden berechnen, wenn man den Erdboden als Strahlungsquelle ansieht. Man kennt die mittleren Dichten der einzelnen den Tuomikoskischen Bleischichten äquivalenten, übereinander liegenden Luftschichten, findet daraus nach der oben gegebenen Beziehung die innerhalb der einzelnen Luftschichten gültigen Absorptionskoeffizienten und mit ihrer Hilfe die nach dem Durchsetzen dieser Schichten noch vorhandene Intensität der Strahlung. Tabelle 3 ist in dieser Weise gewonnen. Spalte 1 gibt die den von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalenten Luftschichten, Spalte 2 die mittlere Dichte der Luft innerhalb dieser Schicht, Spalte 3 den Absorptionskoeffizienten in dieser Schicht in (cm^{-1}), Spalte 4 die Intensität der durchdringenden Strahlung nach dem Durchsetzen der betreffenden Schicht; hierbei ist der Anfangswert der Strahlung, also der Wert an der Erodoberfläche, = 100 gesetzt; die Intensität der Strahlung nach dem Durchlaufen der Schicht 0—88 m, also beim Eintritt von unten her in die Schicht 88 m bis 196 m berechnet sich dann also zu 49,75 usw.

Tabelle 3.

Durchstrahlte Luftschicht in m	Mittlere Dichte der Luft in dieser Schicht	Absorptionskoeffizient in (cm^{-1})	Intensität der durchdring. Strahlung nach dem Durchsetzen der Schicht
0	0,001293	—	100,00
0—88	0,001280	0,0000703	49,75
88—196	0,001264	0,0000645	24,71
196—490	0,001240	0,0000570	4,61
765	—	—	1,00
490—1132	0,001169	0,0000514	0,17
1132—1525	0,001100	0,0000374	0,04
1525—1764	0,001043	0,0000229	0,02

Die Tabelle zeigt, daß die Strahlen in 765 m Höhe noch 1 Proz. ihrer Anfangsstärke haben und daß in etwa 1800 m Höhe über dem Erdboden keine merkliche Wirkung mehr vorhanden ist.

In ähnlicher Weise läßt sich nun weiter berechnen, aus welcher Tiefe des Erdbodens noch eine merkliche Strahlung an die Erdoberfläche und damit in die Atmosphäre zu dringen vermag. In Tabelle 4 sind die Erdschichten in Zentimetern gegeben, die den von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalent sind. Spalte 2 gibt die Intensität der Strahlung nach dem Durchsetzen der betreffenden Schicht; es sind also wieder die Absorptionskoeffizienten für die einzelnen entsprechenden Schichten berechnet und mit ihrer Hilfe dann die Absorption in diesen Schichten. Zugrunde gelegt ist eine durchschnittliche Dichte der Erdsubstanz von

1) O. Wigger, l. c.
2) J. Tuomikoski, l. c.

2,7 und es ist berücksichtigt, daß wir nach Mitscherlich in den oberen Erdschichten mit einem Gehalt an Bodenluft von rund 50 Volumprozent zu rechnen haben.

Tabelle 4.

Durchstrahlte Erdschicht in cm	Intensität der durchdring. Strahlung nach dem Durchsetzen der Schicht
0	100,00
8,4	49,75
18,4	24,70
45,3	4,61
72,1	1,00
100,5	0,17
132,5	0,04
151,0	0,02

Nach dem Durchstrahlen einer Erdschicht von 72,1 cm Dicke beträgt die Intensität der durchdringenden Strahlung noch 1 Proz. ihres Anfangswertes, durch $1\frac{1}{2}$ m Erdschicht geht keine merkbare Menge mehr hindurch. Auf unsere Verhältnisse übertragen, heißt das: Noch aus einer Tiefe von 72,1 cm unter der Erdoberfläche vermag eine von den daselbst verteilten radioaktiven Substanzen ausgehende γ-Strahlung mit 1 Proz. ihrer Anfangswirkung in die Atmosphäre zu treten. Aus $1\frac{1}{2}$ m Tiefe kommt keine γ-Strahlung von merkbarer Intensität mehr an die Erdoberfläche. — Hier ist die strahlende Substanz in der absorbierenden Substanz selbst verteilt. Die Tabelle zeigt daher, mit welchem Bruchteil seiner Anfangsintensität ein von einer bestimmten Stelle unter der Erdoberfläche ausgehender γ-Strahl noch ionisierend in die Atmosphäre eindringt.

Welche Ionisationswirkung vermag nun eine bestimmte im Erdboden enthaltene Menge radioaktiver Substanz durch ihre γ-Strahlung in der Atmosphäre auszuüben? Wir gehen also von der Annahme aus, daß die radioaktiven Stoffe in der Erdrinde die Ursache der durchdringenden Strahlung in den unteren Schichten der Atmosphäre sind. Wir denken uns die Stoffe in feinster Verteilung gleichmäßig im Erdboden verbreitet. 50 Proz. der von diesen Substanzen ausgehenden γ-Strahlung geht nach unten, dringt in das Innere der Erde ein und ist für die direkten Messungen verloren. 50 Proz. dringen, soweit sie nicht noch in der Erdsubstanz absorbiert werden, als durchdringende Strahlung in die Atmosphäre ein. Die Strahlungsquelle hat also die eigentümliche Beschaffenheit, daß die strahlende Substanz durchaus in der sie absorbierenden Substanz enthalten ist. Die aus der Erdoberfläche austretende γ-Strahlung enthält daher Strahlen von allen möglichen Ionisierungsfähigkeiten, von der relativen Größe 100 an (nach Tabelle 3 und 4) bis zu 0, je nach der Tiefe, aus der der betreffende Strahl kommt. Die Zahlen der Tabelle 3 geben daher nur ein ungefähres Bild für die Ionisierungsfähigkeit dieser Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Erdboden.

Von welcher Größenordnung ist nun die von den radioaktiven Substanzen des Erdbodens ausgehende Gesamt-γ-Strahlung? — Durch drei voneinander völlig unabhängige Versuchsreihen soll nachgewiesen werden, daß die notwendig von der Erdoberfläche ausgehende γ-Strahlung auch hinreichend ist zur Erklärung der durchdringenden Strahlung in den unteren Luftschichten.

Zwei Wege stehen uns zur Verfügung: Einmal können wir den Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen direkt gewichtsmäßig ermitteln und durch Vergleich mit der bekannten Wirkung einer bestimmten radioaktiven Substanz die Ionisierungsfähigkeit der radioaktiven Stoffe in der Erdrinde feststellen. Oder wir können zweitens die Menge vorhandener Substanz durch die Ionisierungsfähigkeit einer von ihr ausgehenden Strahlenart, der α-Strahlung zum Beispiel, bestimmen und daraus dann die Wirkung der gleichzeitig ausgehenden γ-Strahlung. Beide Wege sind hier eingeschlagen worden, der letztere bei zwei verschiedenen Versuchsreihen.

a) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus dem Radiumgehalt der Erdrinde. Von Eve[1]) ist die Zahl K der Ionen bestimmt worden, die durch die γ-Strahlung von 1 g Radiumbromid im cm^3 und in der Sekunde erzeugt wird, wenn das Präparat sich in einer Entfernung von 1 cm befindet. Er findet

$$K = 3{,}1 \cdot 10^9.$$

Wir erhöhen diesen Wert mit Hilfe der neuesten Werte des Absorptionskoeffizienten von Tuomikoski[2]) auf

$$K = 3{,}26 \cdot 10^9,$$

da Eve bei seinen Berechnungen noch einen älteren Wert für die Absorption benutzt hat. Wieviel Gramm radioaktiver Substanz müssen in 1 g Erdsubstanz enthalten sein, wenn die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre die γ-Strahlung dieser Substanz sein sollte? Die Rechnung ist auf einem schon von Strong[3]) eingeschlagenen Wege durchzuführen.

Die in 1 g Erdsubstanz vorhandene Menge radioaktiver Substanz sei R; δ sei die Dichte der Erdsubstanz, λ der Absorptionskoeffizient der γ-Strahlung für Erdsubstanz. (Wir legen

1) A. S Eve, Phil. Mag. **12**, 189, 1906.
2) J. Tuomikoski, l. c.
3) W. W. Strong, l. c.

den Wigger[1])-Tuomikoskischen Grenzwert zugrunde.) Die Evesche Zahl K bezieht sich auf eine punktförmig gedachte Strahlungsquelle von Radiumbromid. Denken wir uns also um einen Punkt an der Erdoberfläche eine Kugelschale vom Radius r und der Dicke dr gelegt, so erzeugt die aus Erdsubstanz bestehende Hälfte dieser Schale in ihrem Mittelpunkte pro cm³ und Sekunde die Ionenmenge

$$di = \frac{2\,r^2\pi \cdot dr \cdot \delta \cdot K \cdot R}{r^2 \cdot 0{,}6}\, e^{-\lambda r}.$$

Dabei tritt der Faktor 0,6 ein, weil wir den Gehalt der Erde in g Radium angeben, während das K von Eve sich auf Radiumbromid bezieht.

Daraus berechnet sich die Gesamtzahl der durch die radioaktive Substanz im Boden pro cm³ und Sekunde in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche erzeugten Ionen als

$$\mathcal{J} = \int_0^\infty \frac{2\,r^2\pi \cdot \delta \cdot K \cdot R}{0{,}6 \cdot r^2} \cdot e^{-\lambda r}\, dr.$$

Den Wert dieses Integrals haben wir gleich 9 Ionen zu setzen, wenn wir die durchdringende Strahlung in den untersten Atmosphärenschichten als γ-Strahlung der radioaktiven Stoffe ansehen wollen.

Aus

$$\int_0^\infty \frac{2\,r^2\pi \cdot \delta \cdot K \cdot R}{0{,}6\,r^2} \cdot e^{-\lambda r}\, dr = 9$$

erhalten wir

$$\underline{R = 5{,}6 \cdot 10^{-12}},$$

d. h. der Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen müßte gleich $5{,}6 \cdot 10^{-12}$ g Radium im g Erdsubstanz sein, wenn von der Erdsubstanz eine γ-Strahlung ausgehen soll, die in ihrer Wirkung gleich der der durchdringenden Strahlung ist, die man in der Nähe der Erdoberfläche tatsächlich beobachtet hat.

Die neuesten Messungen über den Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen sind die von Joly[2]). Sie ergeben als Mittel für Eruptivgesteine $6{,}1 \cdot 10^{-12}$, als Mittel für Sedimentärgesteine $4{,}7 \cdot 10^{-12}$ g. Als Hauptmittel erhalten wir hieraus

$$\underline{5{,}4 \cdot 10^{-12}\ \text{g}},$$

ein Wert, der in überraschender Übereinstimmung mit dem oben ermittelten Werte $5{,}6 \cdot 10^{-12}$ steht.

Auf die zahlenmäßige Übereinstimmung ist natürlich kein allzu großes Gewicht zu legen, es kommt nur auf die Größenordnung an. Ältere Messungen von Strutt[3]) bewegen sich zwischen den Werten $4{,}8 \cdot 10^{-12}$ für Granit von Rhodesia und $0{,}12 \cdot 10^{-12}$ für weiße Kreide vom Rand einer Grube in Cambridge, für deren Grund der Wert $0{,}4 \cdot 10^{-12}$ gefunden wurde. Liegt so der Mittelwert der Struttschen Zahlen auch etwas tiefer als der von Joly gefundene, so zeigt er doch dieselbe Größenordnung. Auch sind wegen der Art der Bestimmung diese Werte nur als maßgebend für den Radiumgehalt der Erdsubstanz anzusehen; die Untersuchungsmethode kann nicht die kurzlebige Thoriumemanation und die noch rascher zerfallende Aktiniumemanation berücksichtigt haben. Außerdem haben wir schließlich im Uran-X einen weiteren γ-Strahler in der Erdsubstanz vor uns. Sind dessen γ-Strahlen auch von geringerer Durchdringungsfähigkeit als beispielsweise die von *Ra-C*[1]), so kommen sie für die obersten Erdschichten und die untersten Luftschichten doch in Betracht. Der Gehalt der Erdkruste an radioaktiven Stoffen, die eine γ-Strahlung aussenden, ist also jedenfalls noch größer als die Struttschen und Jolyschen Zahlen besagen.

Wir sehen also: Die in der Erdrinde vorauszusetzende Menge radioaktiver Substanz, die der Annahme genügen würde, daß die in den unteren Luftschichten beobachtete durchdringende Strahlung die γ-Strahlung dieser Stoffe sei, stimmt mit der in der Erdsubstanz tatsächlich gefundenen Menge radioaktiver Substanz überein.

Wenn Strong[2]) abweichend von uns zu dem Resultat kommt, daß die radioaktive Substanz der Erdkruste eine durchdringende Strahlung zu liefern vermag, die nur 0,8 Ionen pro cm³ und Sekunde in der freien Atmosphäre erzeugt, so liegt das im wesentlichen an seiner Annahme, daß der Gehalt der Erdrinde an radioaktiven Stoffen nur $0{,}9 \cdot 10^{-12}$ g sei, also viel niedriger, als die Messungen ergeben haben. Strong folgert aus seinen Resultaten, daß die in der Atmosphäre verteilten radioaktiven Substanzen die Ursache der durchdringenden Strahlung sein müssen. Daß diese Strahlungsquelle quantitativ in keiner Weise hinreichend ist, ist aber oben gezeigt worden.

β) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus Registrierungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft. In der Luftelektrischen Station München sind in jüngster Zeit zwei größere Arbeiten abgeschlossen worden, deren Schlußresultate wir für unsere Zwecke verwerten können. Die eine behandelt die über längere Zeit erstreckte Registrierung des Emanationsgehaltes der Bodenluft nach

1) O. Wigger, l. c.
2) J. Joly, Nature **78**, 456, 1908.
3) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 472 und **78**, 150, 1906.

1) F. Soddy u. A. Russell, diese Zeitschr. **10**, 243, 1909.
2) W. W. Strong, l. c.

einer Methode, die Herr H. Ebert[1]) vor kurzem veröffentlicht hat. Dabei war die Versuchsanordnung in den Erdboden eingebaut, so daß die Bodenluft nicht erst abgesaugt werden mußte; das geladene System stand vielmehr in dem Erdboden selbst. Die Registrierungen sind von Herrn H. Ebert und dem Verf. bis in die jüngste Zeit fortgesetzt worden. Material, das Herr L. Endrös[2]) vorher in einer über vier Monate erstreckten Registrierperiode gesammelt hat, lieferte das für unsere Zwecke hier wichtige Schlußresultat: Im cm³ Bodenluft werden in der Zeiteinheit 306 Ionen erzeugt.

Bei der angewandten Versuchsanordnung ist diese Ionenerzeugung als Wirkung der von den radioaktiven Substanzen des Erdbodens ausgehenden α-Strahlung anzusehen. Wir erhalten also das Resultat auch in dieser Form: Die radioaktiven Stoffe im Erdboden senden eine α-Strahlung aus, die im ganzen im cm³ Bodenluft in der Zeiteinheit 306 Ionen erzeugt.

Nun hat Eve[3]) gezeigt, wie bereits oben bemerkt, daß sich die α-Strahlung und die γ-Strahlung eines radioaktiven Präparates in ihrer Gesamtwirkung verhalten wie 16,4 : 1, d. h. die Wirkung der γ-Strahlung ist als 6 Proz. der Wirkung der α-Strahlung der gleichen Substanzmenge zu rechnen. Wenn also die radioaktiven Stoffe im Erdboden durch ihre α-Strahlwirkung 306 Ionen im cm³ und in der Sekunde zu erzeugen vermögen, so könnten sie durch die von ihnen ausgehenden γ-Strahlen 6 Proz. von 306 Ionen, also 18,2 Ionen im gleichen Raum in der gleichen Zeit bilden. Da in einem Punkte der freien Atmosphäre in unmittelbarer Nähe des Erdbodens nach der oben gegebenen Überlegung nur etwa die Hälfte der Gesamtstrahlung ionisierend wirken kann (der Rest der Strahlung verläuft für unsere Zwecke wirkungslos im Erdinnern), so resultiert daraus eine Erzeugung von 9 Ionen pro cm³ und Sekunde, die ihre Ursache in der γ-Strahlung radioaktiver Stoffe im Erdboden hat. Wir erhalten so auch zahlenmäßig eine genaue Bestätigung des im vorhergehenden Abschnitt gefundenen Resultates.

7) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus Registrierungen der elektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. In derselben Beobachtungshütte, in der die eben besprochenen Emanationsregistrierungen vorgenommen worden sind, werden von Herrn H. Ebert und dem Verf. seit zwei Jahren Registrierungen der Influenzelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens ausgeführt. Die Arbeiten sind jetzt zu einem vorläufigen Abschluß gelangt und erscheinen zurzeit in den Abhandlungen der Kgl. Bayerischen Akademie der Wissenschaften[1]).

Es wird der Sättigungsstrom gemessen, der in eine in 5 cm Abstand vom Boden befindliche geladene Platte geht unter der Wirkung entweder der aus dem Boden dringenden Ionenmengen oder ionenerzeugender Agenzien. Durch besondere Versuche ist ermittelt worden, welcher Bruchteil der an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmenge aus dem Boden selbst stammt und welcher Teil aus der Atmosphäre. Es hat sich ergeben, daß pro Stunde 9,6 E.S.E. aus einer Bodenfläche von 1 qm zu der Platte gelangen und da neutralisiert werden. — Es zeigt sich weiter, daß bereits ein Überschuß an positiven Ionen aus dem Boden in die Atmosphäre tritt, und zwar erhielten wir aus einer längeren Registrierperiode als Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen 1,07 : 1,00. Dies Verhältnis erwies sich als variabel mit den Austrittsbedingungen am Boden. Verhältnismäßig geringe Änderungen an den obersten Bodenschichten, bei denen man die Adsorptionsmöglichkeit für die Ionen variierte änderten wegen der verschiedenen Adsorptionsfähigkeit der beiden Ionenarten das Verhältnis der austretenden Mengen erheblich. Aufsetzen einer Sandschicht von nur 2 cm Dicke auf den Boden änderte zum Beispiel das Verhältnis 1,07 : 1,00 in 1,11 : 1,00. Wie in der zitierten Arbeit näher gezeigt wird, ließ sich aus dieser Änderung in Verbindung mit der gesamten an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmenge die Zahl der Ionen berechnen, die im cm³ Bodenluft in der Zeiteinheit gebildet werden. Es ergab sich der Wert 331 Ionen pro cm³ und Sekunde, ein Wert, der in überraschender Übereinstimmung steht mit der an demselben Beobachtungsorte aus direkten Registrierungen der Bodenluftemanation gefundenen Zahl 306 Ionen.

Diese 331 Ionen sind auch bei dieser Versuchsanordnung das Ergebnis der Wirkung der α-Strahlen, die von den radioaktiven Stoffen im Erdboden ausgehen. Nach der oben gegebenen Überlegung läßt sich hieraus als Wirkung der von diesen Stoffen aus in die Atmosphäre dringenden γ-Strahlung eine Zahl von 9—10 Ionen pro cm³ Luft und Sekunde ermitteln.

Wir erhalten somit aus einer dritten, von den beiden anderen unabhängigen und über längere Zeit erstreckten Versuchsreihe dasselbe Resultat: Die radioaktiven Stoffe in der Erde liefern eine γ-Strahlung, die in den

1) H. Ebert, diese Zeitschr. 10, 346, 1909.
2) L. Endrös, Messung und Registrierung der aus dem Erdboden austretenden Emanationsmengen. Dissertation der Techn. Hochschule München, 1909.
3) A. S. Eve, l. c.

1) H. Ebert u. K. Kurz, Registrierung der elektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. Abhandlungen der K. Bayer. Akad. d. Wiss. zu München, Math.-phys. Kl., 25. Band, 10. Abhandlung, 1909.

unteren Schichten der Atmosphäre 9 bis 10 Ionen pro cm^3 und Sekunde zu erzeugen vermag, die also gleich ist der in denselben Luftschichten tatsächlich beobachteten Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit.

III. Diskussion der gefundenen Resultate.

Es könnte hiernach scheinen, als wenn bei der durchdringenden Strahlung in den unteren Schichten der Atmosphäre lediglich die radioaktiven Substanzen im Erdboden eine Rolle spielten und als wenn die Wirkung der in der Atmosphäre bereits verteilten radioaktiven Zerfallsprodukte demgegenüber vollständig zu vernachlässigen wäre. Dem ist aber nicht so. Die Stoffe im Erdboden liefern vielmehr eine im wesentlichen konstante Wirkung, die Stoffe in der Atmosphäre hingegen bewirken höchstwahrscheinlich die Schwankungen, die bei dem Gesamteffekt beobachtbar sind. Denn der oben berechnete Anteil dieser Stoffe in der Atmosphäre an der durchdringenden Strahlung mit 0,09 Ionen pro cm^3 und Sekunde gilt nur für den Fall einer normalen gleichmäßigen, also ungestörten Verteilung der Stoffe in der Luft. Durchaus anders werden die Verhältnisse, wenn durch irgendwelche Störungen lokale Anreicherungen dieser Substanzen stattfinden. Ein Beispiel wird das erläutern.

Man hat beobachtet[1]), daß während eines Regens die durchdringende Strahlung wächst, daß dies Anwachsen mit dem Aufhören des Regens zu Ende ist und daß die Erhöhung gemäß der Abklingung der festen Radiumzerfallsprodukte wieder verschwindet, so daß der ursprüngliche Betrag an durchdringender Strahlung in verhältnismäßig kurzer Zeit erreicht ist. Kann der Regen solche Mengen radioaktiver Substanz aus der Atmosphäre am Erdboden ansammeln, daß diese Schwankung damit erklärt würde? Bei einem dreiviertelstündigen Regen war der Effekt beispielsweise bis zum Schlusse von 69,2 (in willkürlichem Maß) auf 153 gestiegen, also über den doppelten Anfangsbetrag hinaus.

Wir rechnen mit einer durchschnittlichen Wirkung der radioaktiven Stoffe der Atmosphäre von rund 0,09 Ionen pro cm^3 und Sekunde. Nehmen wir an, die Regentropfen haben, bis sie zur Erde gelangen, einen Weg von 2000 m Höhe zurückgelegt. Das wird den tatsächlichen Verhältnissen etwa entsprechen, bei den durchschnittlichen Höhen und Dicken der regnenden Wolken. Die niederfallenden Tropfen sollen während der ganzen Regendauer aus der von ihnen durchfallenen Luftschicht nur ein Tausendstel der in dieser Schicht vorhandenen festen Zerfallsprodukte mit herunterbringen an die Erdoberfläche. Die übrigen $^{999}/_{1000}$ mögen in der Luft verbleiben. Das sind Verhältnisse, die in der Wirklichkeit wohl noch bei weitem überschritten werden. Der Regen bringt dann eine Menge radioaktiver Substanz an den Erdboden, die eine durchdringende Strahlung auszusenden vermag mit einer Wirkung gleich

$$\frac{200000 \cdot 0{,}09}{1000} = 18 \text{ Ionen}$$

pro cm^3 und Sekunde. Da die Substanzen nun auf der Erde aufliegen, werden nur 50 Proz. dieser Strahlen wirksam für die Atmosphäre, erzeugen also 9 Ionen pro cm^3 und Sekunde. Das ist aber der gleiche Betrag, wie ihn die Substanzen im Erdboden zu liefern vermögen, d. h. selbst bei diesen immerhin ungünstig angenommenen Verhältnissen könnte durch einen Regenfall die durchdringende Strahlung schon verdoppelt werden. Es überlagert sich der konstanten Wirkung der im Erdboden verteilten radioaktiven Stoffe die Wirkung der lokal angereicherten Stoffe aus der Atmosphäre. Die Erhöhung verschwindet vom Aufhören des Regens an nach den für die Abklingung der festen radioaktiven Zerfallsprodukte gültigen Gesetzen; sie ist also nach etwa vier Stunden praktisch gleich Null geworden.

Daß in gleicher Weise die bei Wind beobachteten Schwankungen erklärbar sind, ist ohne weiteres klar, da der Wind an einem bestimmten Ort sowohl die radioaktiven Substanzen anreichern als auch vermindern kann, je nach der Richtung, in der er weht, und den Gegenden, die er überstreicht.

Von Bedeutung ist die von verschiedenen Seiten gezeigte tägliche Periode in dem Verlauf der durchdringenden Strahlung, die Ähnlichkeit mit dem täglichen Gang des Potentialgefälles aufweist. Hier können wir uns der von Mache und Rimmer[1]) gegebenen Erklärung unmittelbar anschließen, „daß zur Zeit der Maxima des Potentialgefälles (morgens und abends) auch die Strömung der radioaktiven Induktionen gegen die Erde ihren Höchstwert erreicht“[2]). Denn betrachtet man die von Wulf[3]) gegebenen Stundenwerte für Ganztagsbeobachtungen, so sieht man, daß der Maximalwert im Laufe des Tages um 9,3 Proz., der Minimalwert um 7,95 Proz., die Extremwerte im Mittel also um 8,6 Proz. vom Tagesmittel abweichen. Das sind Schwankungen von einer Größenordnung, wie sie sehr wohl aus einer Einwanderung radioaktiver Substanz nach der

1) A. Gockel, diese Zeitschr. **8**, 701, 1907; Mache u. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität, S. 170.

1) H. Mache u. T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
2) A. Gockel, Die Luftelektrizität. Leipzig, S. Hirzel. 1908. S. 195.
3) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.

Oberfläche der negativ geladenen Erde erklärt werden können.

Die Beobachtung von Gockel und Wulf [1], daß im Hochgebirge keine Änderung der durchdringenden Strahlung mit der Höhe nachweisbar ist, bestätigt gerade die Ansicht, daß im allgemeinen lediglich die Nähe des Erdbodens maßgebend ist für die Höhe der durchdringenden Strahlung. Eine weitere Bestätigung liefert die Beobachtung derselben Forscher, daß im Simplontunnel die durchdringende Strahlung doppelt so groß ist als außerhalb. Es kommen im Tunnel eben nicht nur 50 Proz. der Strahlung zur Wirkung wie an der Erdoberfläche, sondern die Gesamtstrahlung von oben und unten.

Wenn Strong [2]) schließt, daß keine Schwankungen der Erscheinung der durchdringenden Strahlung vorhanden sein könnten, wenn man die radioaktiven Stoffe im Erdboden als Strahlungsquelle annimmt, so sehen wir nun andererseits, daß die Gesamterscheinung sich ohne Zwang erklärt aus einer Beteiligung sowohl der radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre als auch derjenigen im Erdboden. Es überlagert sich dann eben einer konstanten Wirkung eine variable mit täglicher Periode. —

Es sei noch kurz auf einige Fragen aufmerksam gemacht, die sich aus den hier gewonnenen Erkenntnissen ohne weiteres ergeben. Wir haben in der durchdringenden Strahlung, die bis jetzt nur in den untersten Schichten der Atmosphäre beobachtet ist, einen wichtigen Faktor für die Ionisierung dieser Luftschichten kennen gelernt. Da wir seine konstante Quelle im wesentlichen in den radioaktiven Stoffen der Erdrinde erkannt haben, so kann dieser Faktor wegen der Absorbierbarkeit der Strahlung in der Luft in größeren Höhen nicht mehr ein wirksamer Ionisator sein; bei etwa 100 m Höhe ist er nach Tabelle 3 bereits auf die Hälfte geschwächt, bei etwa 700 m auf 1 Proz. und bei etwa 1800 m wird er nicht mehr nachweisbar sein. Die Ionisierung der Luft ist jedoch in größeren Höhen von derselben Größenordnung wie in der Nähe der Erdoberfläche. Durch welchen Ionisator wird die hier fehlende von unten kommende durchdringende Strahlung kompensiert? Kommt etwa doch eine ionisierende Strahlung von außen in die Atmosphäre? Sie könnte von solcher Stärke und Absorbierbarkeit sein, daß sie in den unteren Luftschichten wirkungslos wäre. — Vorbereitungen zu Versuchen, welche diese Verhältnisse klären sollen, sind zurzeit an der Luftelektrischen Station zu München im Gange. Ballonaufstiege, bei welchen durch ein geeignetes Instrumentarium das Verhalten der durchdringenden Strahlung mit zunehmender Höhe über dem Erdboden geklärt werden soll unter Berücksichtigung anderer für die Ionisierung der Atmosphäre wichtiger Faktoren, sind schon für die nächste Zeit vorgesehen.

1) A. Gockel u. Th. Wulf, l. c.
2) W. W. Strong, l. c.

IV. Zusammenfassung.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung können wir in folgender Weise zusammenfassen:

1. Die Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle für die in den untersten Schichten der Atmosphäre beobachtete Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit ist unmöglich; denn sie widerspricht in ihren Konsequenzen vollständig den tatsächlich in der Atmosphäre beobachteten Verhältnissen.

2. Die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre senden wohl eine Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit aus; doch ist ihre Intensität nur etwa 1 Proz. der in den unteren Luftschichten beobachteten durchdringenden Strahlung.

3. Die radioaktiven Stoffe in den oberen Schichten der Erdrinde erweisen sich hingegen als notwendige und hinreichende Ursache jener Strahlung; sie senden eine γ-Strahlung aus, die quantitativ gleich der durchdringenden Strahlung in den unteren Luftschichten ist.

4. Die radioaktiven Stoffe der Erdrinde liefern für den Gesamteffekt eine im wesentlichen konstante Wirkung; die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre verursachen die zeitlichen Schwankungen der Gesamtwirkung.

München, September 1909, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 10. Oktober 1909.)

Diskussion.

Elster: Ich möchte mir die Frage erlauben, haben Sie die periodische Schwankung, die bei der durchdringenden Strahlung eintritt, verglichen mit der Schwankung des Potentialgefälles und bekommen Sie da übereinstimmende Kurven?

Vortragender: Wir haben selbst noch keine Beobachtungen gemacht, sondern beginnen erst damit.

Elster: Es wäre sehr wichtig, an einem und demselben Orte die Schwankung der durchdringenden Strahlung und der des Potentialgefälles zu vergleichen.

Ebert: Der Parallelismus beider ergibt sich aus der Übereinstimmung dieser Zahl.

Elster: Wood und Campbell haben den Parallelismus.

Ebert: Diese tägliche Periode macht nur 8 Proz. aus, 1 Ion pro Sekunde. Es sollte erst festgestellt werden, wo der Sitz der durchdringenden Strahlen ist.

Elster: Ich wollte nur darauf aufmerksam machen, daß bei allen solchen Messungen beide Beobachtungen an ein und demselben Orte und gleichzeitig gemacht werden sollten, was Wood und Campbell nicht getan haben.

Ebert: Deshalb haben wir Registrierinstrumente angewendet. Denn die Tagesschwankung ist sehr gering.

Schweidler: In der zweiten Zeile ist die Ionisierungsstärke zu 10 berechnet und dabei der vorher erwähnte Mittelwert von 1000 Ionen pro cm^3 angenommen. Der Wert von a ist nun 1 bis $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ nach Laboratoriumsversuchen, die Werte von Schuster gehen unter Umständen bis $5 \cdot 10^{-6}$ hinauf. Mache und Rimmer haben Werte im Freien von 2, in gereinigter Zimmerluft 1, in Kellerluft $4 \cdot 10^{-6}$ gefunden. Ich würde daher die Ionisierungsstärke q in der freien Atmosphäre höchstens zu 3 bis 4 berechnen. Wie kommen Sie jetzt auf diesen großen Wert von 10?

Vortragender: Ich habe nach Gockel eine gleiche Zahl schwer beweglicher Ionen angenommen.

Ebert: Eine sehr umfangreiche, über mehrere Jahre sich erstreckende Untersuchung bezüglich des Wiedervereinigungskoeffizienten ist bei uns im Gange, die wohl bald beendet sein wird. Die nach der Schusterschen Methode gewonnenen Resultate sind geprüft worden, und es hat sich da gezeigt, daß der Mittelwert der Schusterschen Zahlen etwa auch für uns als richtig angenommen werden kann. Daß wir größere Zahlen für die Bildungsgeschwindigkeit der Ionen bekommen, liegt daran, daß hier auch die schwerbeweglichen Ionen mit berücksichtigt sind.

Rubens: Die Tatsache, daß der Gehalt an radioaktiven Stoffen in den obersten Schichten der Erde die Ursache für die außerordentlich durchdringende Strahlung an der Erdoberfläche ist, wird auch durch die neuen Untersuchungen erwiesen, welche über den Süßwasserseen Nordamerikas ausgeführt worden sind. Über einer Wasserschicht von einigen Metern Dicke verschwindet die Wirkung der durchdringenden Strahlung nahezu vollständig.

A. Gockel (Freiburg, Schweiz), Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende Strahlung.

Versuche mit dieser Strahlung, die ich zusammen mit Th. Wulf in Zermatt und Umgebung ausführte, brachten mich zu der Ansicht, daß die Ursache derselben hauptsächlich im Boden zu suchen sei. In dieser Ansicht bestärkte uns die starke Zunahme der Strahlung, die wir im Simplontunnel beobachteten. Indessen ergaben spätere Versuche im Laboratorium, daß das Gestein in diesem Tunnel nicht die relativ hohe Radioaktivität besitzt, die man nach den Angaben von Strutt erwarten konnte. Auch in einer Molassehöhle in Freiburg, deren Wände aus sehr schwach aktivem Gestein bestehen, zeigte sich eine Zunahme der durchdringenden Strahlung von etwa 15 Proz. Eine Abnahme der Strahlung gegenüber der in der Außenluft, und zwar um 42 Proz., fand dagegen Wulf[1]) in den Höhlen von Valkenburg, deren Wandungen, Maastrichter Kreide, nach meinen Versuchen keine nachweisbare γ- und eine nur sehr schwache α-Strahlung aussenden. Eine Zunahme der Strahlung und zwar um 25 Proz. fand ich in den Zellen eines Thermalbades in Baden (Aargau). Aus dem letzteren Versuche sowohl als auch aus dem im Simplontunnel und in der Molassehöhle ziehe ich den Schluß, daß weniger die Aktivität der Gesteine selbst für die Stärke der Strahlung in Betracht kommt, als vielmehr die Menge der darauf abgelagerten Produkte, welche durch den Zerfall der in der Bodenluft enthaltenen Emanation entstehen.

Für diese Auffassung spricht der Umstand, daß, wie bereits seit längerer Zeit bekannt, die durchdringende Strahlung eine gut ausgesprochene tägliche Periode aufweist und zwar stimmt diese Periode, so wie ich sie beobachtete, sehr gut überein mit der von Ebert[2]) beobachteten täglichen Periode der in den obersten Schichten des Erdbodens enthaltenen Emanationsmengen. Von verschiedenen Forschern ist hervorgehoben worden, daß die tägliche Periode der durchdringenden Strahlung identisch ist mit der des Potentialgefälles. Indem ich nun die beiden Faktoren gleichzeitig maß, konnte ich feststellen, daß zwar im allgemeinen der tägliche Gang beider sehr ähnlich ist, daß aber Unregelmäßigkeiten der Kurve des Potentialgefälles nicht auch solche der Strahlung entsprechen. So pflegt Wolkenbedeckung den Wert des Potentialgefälles herunter zu drücken. Es können unter solchen Umständen, auch wenn in der näheren oder weiteren Umgebung des Beobachtungsortes kein Regen fällt, sehr schwache, ja sogar negative Werte des Potentialgefälles zusammenfallen mit einem Maximum der Strahlung. Bei diesen Versuchen wurde die Strahlung in der üblichen Weise durch die elektrische Zerstreuung innerhalb einer auf ein Wulfsches Elektrometer luftdicht aufgesetzten Ionisierungskammer von 20 Liter Inhalt gemessen. Die Wände der Kammer bestanden aus dünnem Zinkblech, die Kapazität des ganzen Systems war 8,1 cm, die benutzte Empfindlichkeit des Elektrometers 1 Volt pro

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.
2) H. Ebert, diese Zeitschr. 10, 346, 1909.

Skalenteil. Das Potentialgefälle wurde mit dem von Wilson[1]) angegebenen Apparat gemessen, man erhielt so direkt die Flächendichte σ der Ladung der Erdoberfläche, auf die es hier ankommt.

Die Periode der Strahlung zeigt sich, wenn auch abgeschwächt, bei geöffnetem Fenster auch im Zimmer, ein neuer Beweis, daß man es hier mit einer Wirkung der Emanation, bzw. ihren Zerfallsprodukten zu tun hat. Nach Wulf verschwindet in Valkenburg im Winter die tägliche Periode der Strahlung fast vollständig. In Freiburg war dieses wenigstens im Winter 1908/1909, in dem ich beobachtete, nicht der Fall. Offenbar spielen hier Durchlässigkeit des Bodens für Emanation und die Stärke der Schneedecke eine Rolle. Starker Wind vermindert die Strahlung, wie er auch die nach dem Elster und Geitelschen Verfahren zu erhaltende Menge der radioaktiven Induktionen vermindert. Regen, besonders Böen und Gewitterregen, bringen eine Erhöhung der Strahlung hervor, doch erreichte diese Zunahme bei meinen Versuchen niemals die von Mache und Rimmer[2]) beobachteten hohen Werte von über 100 Proz., sondern beschränkte sich im Maximum auf etwa 25 Proz. Es mag daran der Umstand schuld tragen, daß Mache und Rimmer bei dem von ihnen angewandten großen Ionisierungsgefäß von 80 Liter Inhalt schon innerhalb weniger Minuten eine gut bestimmbare Abnahme der Ladung des Zerstreuungskörpers erhielten, während ich im allgemeinen nur alle 30—60 Minuten eine Ablesung machte; während dieser Zeit kann ein großer Teil der von den ersten Partien des Regens zur Erde geschwemmten radioaktiven Produkte wieder zerfallen sein.

Wenn nach dem oben Gesagten ein direkter ursächlicher Zusammenhang zwischen Potentialgefälle und Stärke der Strahlung nicht vorhanden sein kann, so deutet doch andererseits die allgemeine Übereinstimmung im Gang beider Faktoren darauf hin, daß beiden dieselbe Ursache zugrunde liegt und diese Ursache kann wohl keine andere sein als die tägliche Schwankung des Luftdruckes in Verbindung mit der Änderung der Emanationsabgabe des Bodens infolge der Erwärmung des Bodens durch die Sonnenstrahlung. Die eben erwähnten von Ebert erhaltenen Kurven lassen diesen Zusammenhang deutlich erkennen.

Anscheinend im Widerspruch mit der Ansicht, daß die durchdringende Strahlung auf die Zerfallsprodukte der Emanation zurückzuführen ist, stehen Versuche von Mc Lennan[3]). Dieser fand auf dem Ontariosee schon in geringer Entfernung vom Ufer eine starke Verminderung der Strahlung. Ich konnte seine Resultate auf dem Vierwaldstättersee bestätigen. Schon auf dem Balkon eines hölzernen Badehäuschens, wenige Meter vom Ufer entfernt, machte sich eine Abnahme der Zerstreuung in der Ionisierungskammer bemerkbar. Als der Apparat in einem kleinen Ruderboot, etwa 1 km entfernt vom Ufer gehalten wurde, fiel die Ionenerzeugung von 12 auf 5 in der Sekunde. Diese Beobachtungen sprechen aber nicht gegen die Annahme, daß die in Rede stehende Strahlung in erster Linie von den radioaktiven Induktionen stammt, sondern beweisen nur, wie schon Mache und v. Schweidler hervorgehoben haben, daß die Flächendichte dieser Induktion auf dem Wasser infolge der Strömung desselben sehr gering wird. Es ergibt sich übrigens auch aus den Versuchen von Gockel und Wulf über die Verbreitung der Thoriuminduktionen im Hochgebirge, daß auch die langlebigen Induktionen im Gegensatz zur Emanation nicht weit verschleppt werden können, sondern sich unmittelbar nach ihrem Entstehen an festen Körpern absetzen. Auf Türmen oder dem Dach hoher Gebäude ist daher, wie sowohl Mc Lennan als auch der Verfasser feststellen konnte, die Strahlung ungefähr ebenso groß wie in der Nähe des Bodens, weil sich die aus der langlebigen leicht verschleppbaren Radiumemanation entstehenden Induktionen an solchen in das Erdfeld ragenden Gegenständen leicht absetzen.

Bereits in Aussicht genommene Beobachtungen im Ballon sollen weiteren Aufschluß über die Änderung der Strahlung mit der Höhe geben.

Zum Schluß noch eine meteorologische Bemerkung. Mehrfach ist schon die Frage angeschnitten worden, aus welchen Gründen sich Nebel vorzugsweise im Herbst bilden, während sie während des Winters auch bei einer relativen Feuchtigkeit von 100 Proz. selten sind. Nach den Beobachtungen von Frau Curie befördert die Anwesenheit von *Ra*-Induktionen die Nebelbildung selbst in nicht vollständig gesättigter Luft. Nun nimmt nach meinen Beobachtungen die Emanationsmenge und damit auch die Menge der Induktionen ab, wenn die obersten Bodenschichten gefroren sind, es kann sein, daß hiermit auch ein Anlaß zur Nebelbildung wegfällt.

(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Diskussion.

Ebert: Die Mitteilung des Herrn Gockel und seine Beobachtungen über dem See sind sehr interessiert. Sie erwähnten, daß auf dem

1) C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Soc. **13**, 184 und 363, 1906, und Proc. Roy. Soc. **80**, 537, 1908.
2) H. Mache u. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
3) J. C. Mc Lennan, diese Zeitschr. **9**, 440, 1908.

Meere die Abnahme sehr deutlich war. Sie denken dabei wohl an die Untersuchungen von Eve auf dem großen Ozean? Halten Sie die für ganz einwandfrei?

Vortragender: Insofern als sie ergeben, daß kein großer Unterschied in der Ionisierung über dem Lande und über dem Meere existiert.

Ebert: Ich meine, man kann daraus keinen Einwurf gegen die vorher vorgetragene Anschauung konstruieren, und was die Periodizität in dieser Bodenstrahlung betrifft, so sind ja Herr Kurz und ich in der gemeinsamen Arbeit, die demnächst publiziert werden wird, zu der Vorstellung gekommen, daß es in der Tat radioaktive Induktionen sind, welche die Wände der Erdkapillaren auskleiden, und daraus wird erklärlich, daß die Erscheinung eine gewisse Periodizität aufweist, die mit dem Luftdruck und den Luftdruckänderungen gewisse Beziehungen zeigt. Es ist überraschend, daß eine Strahlung, die aus der Erde kommt, vom Luftdruck abhängen soll. Wenn man aber bedenkt, daß Luft in die Erdkapillaren hineingedrängt wird, so wird es verständlich, daß, wenn der Luftdruck sinkt, auch die Zerfallsprodukte der Emanation immer weiter nach oben rücken und dadurch die Periodizität zustande kommt. So erklärt sich das Zustandekommen der täglichen Periode unter der Annahme, daß der wesentliche Ionisator im Erdreiche liegt.

Was Sie erwähnen, daß die Emanation in der Höhe eines Turmes nicht abnimmt, sondern daß sie zunimmt, so erklärt sich das meiner Meinung nach ungezwungen aus der Wirkung des Erdfeldes: ein Turm ist ja eine in die Luft hineinragende Spitze, wenn die radioaktiven Produkte sich da niederschlagen, so können sie sehr wohl erhöhte Strahlungswirkungen äußern.

Ich höre mit Freuden, daß auch Sie Ballonbeobachtungen vornehmen wollen. Prof. Elster teilte mit, daß auch in Braunschweig gleiches geschehen soll. Es ist ja sehr wertvoll, wenn an den verschiedensten Orten derartige Messungen in der Höhe angestellt werden, und es wäre gut, wenn sie mit den Termintagen der internationalen Ballonaufstiege zusammengelegt werden könnten, damit möglichst vergleichbare Werte erhalten werden.

Vortragender: Wenn das Potentialgefälle gestört wird, so wird die Strahlung nicht gestört. Das weist hin nicht auf ein ursächliches Verhalten beider, sondern darauf, daß beide dieselbe Ursache haben, und es liegt ja nahe, den Luftdruck als Ursache anzunehmen, und wie man sich das vorstellen kann, darauf hat bereits Herr Ebert hingewiesen. Ich habe bereits auf der Schweizerischen Physikerversammlung in Genf auf die Arbeit der Herren in München hingewiesen. Meine Strahlungskurve stimmt sehr gut überein mit der Kurve, welche die Herren in München für die Periode der Emanation in den oberen Schichten erhalten haben. Das scheint zu beweisen, daß der veränderliche Teil der Kurve von diesen Schwankungen des Emanationsgehaltes der obersten Bodenschichten herrührt. Was die Untersuchungen von Strutt bezüglich des Thors anlangt, so muß ich sagen, ich habe eine ganze Reihe von Gesteinen untersucht und finde, daß sie mehr Thorium enthalten, als man selbst nach den Veröffentlichungen von Blanc annahm. Ich hoffe, aus Monaco Schlamm aus größeren Tiefen des Meeres zu bekommen, den ich auch untersuchen will. Ich habe auch Granite untersucht und viel Thorium darin gefunden. Die absoluten Werte will ich nicht angeben, denn ich mißtraue einstweilen noch meinen Werten ebenso wie denen von Strutt. In bezug auf den Termin der Ballonbeobachtungen bin ich vom Schweizerischen Aeroklub abhängig.

E. v. Schweidler (Wien), Über den Einfluß des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre.

Der durch die Gleichungen:

$$q = \frac{a_-}{a_+} = \frac{\lambda_+}{\lambda_-} = \frac{n_p c_p}{n_n c_n}$$

definierte Quotient, wobei a_+ und a_- die bei positiver, bzw. negativer Ladung des Apparates erhaltenen Werte des Zerstreuungskoeffizienten, λ_+ und λ_- die den positiven, bzw. negativen Ionen entsprechenden Werte der polaren Leitfähigkeit, n und c die Ionenzahlen und -beweglichkeiten bezeichnen, ist oftmals auf Grund der empirisch erhaltenen Resultate bezüglich seiner Abhängigkeit von verschiedenen meteorologischen Begleiterscheinungen diskutiert worden. Hier soll speziell der Zusammenhang dieses Quotienten mit der Stärke des elektrischen Feldes am Beobachtungsorte selbst oder in dessen unmittelbarer Umgebung untersucht werden. Vorausgesetzt ist zunächst, daß die Beobachtung an einem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparate mit freistehendem Zerstreuungskörper (ohne Schutzzylinder) erfolge; daß die so erhaltenen Werte der Zerstreuung den polaren Leitfähigkeiten proportional sind, habe ich durch Vergleiche mit Messungen nach der Gerdienschen und nach der Scheringschen Methode nachgewiesen [1]).

Theoretisch ergibt sich über die Beeinflussung durch das natürliche elektrische Feld der Atmosphäre folgendes:

1. Der Apparat sei an ungeschütztem

1) v. Schweidler, Wien. Ber. 115, 1269, 1906 und 118, 91, 1909.

Standorte aufgestellt, so daß dem Punkte, an welchem der Zerstreuungskörper sich befindet, ein von Null verschiedenes Potential V_0 zukommt. In diesem Fall sind die Störungen der Zerstreuungsmessung durch das Feld von zweierlei Art.

a) Falls V_0 Schwankungen unterliegt, lagern sich diese über die das eigentliche Meßobjekt bildende Potentialabnahme durch Zerstreuung; die Einzelwerte von a_- und a_+ und daher auch q werden hierbei — eventuell sehr beträchtlich — falsch beobachtet. Wegen der Zufälligkeit der Schwankungen von V_0 wird aber der Mittelwert einer großen Anzahl von Einzelbeobachtungen nicht beeinflußt.

b) Wird V_0 als konstant vorausgesetzt, so ist die beobachtete Entladungsgeschwindigkeit gegeben durch: $\frac{dV}{dt} = a(V - V_0)$; es wird also der Zerstreuungskoeffizient für das eine Vorzeichen erhöht, für das andere erniedrigt. Bei normalem Potentialgefälle (positivem V_0) wird a_- erhöht, a_+ erniedrigt und damit q systematisch gefälscht im Sinne einer Abweichung nach oben. Für Apparate, welche ein geerdetes Gehäuse besitzen, wie der Elster-Geitelsche Apparat mit Schutzzylinder, die Aspiratoren von Ebert und von Gerdien und dergl. kommen die unter 1. genannten beiden Fehlerquellen natürlich nicht in Betracht.

2. Der Apparat sei an geschützter Stelle, so daß das Potential V_0 nicht merklich von Null abweicht, z. B. in einem fast geschlossenen Hohlraum mit leitenden Wänden, aber die unmittelbare Umgebung des Standortes sei der Sitz eines elektrischen Feldes. In diesem Falle ist hier die Konzentration der positiven und negativen Ionen lokal verändert, und zwar bei normalem Potentialgefälle derart, daß n_- verringert ist. Man findet also wieder für q vergrößerte (nur bei anormalem negativen Gefälle verkleinerte) Werte; diese Abweichung ist nicht eigentlich als Fehler, sondern nur als lokale Störung zu bezeichnen und diese Störung zeigt sich auch an den früher erwähnten Apparaten mit geerdeter Hülle.

Empirisch habe ich bezüglich dieses Zusammenhanges von Standort und Mittelwert von q mit den eben angeführten Überlegungen übereinstimmende Resultate erhalten.

Wie bereits an anderer Stelle erwähnt[1]), gaben durch mehrere Sommer ausgeführte Zerstreuungsbeobachtungen folgende — aus je mehreren Hundert von Einzelmessungen abgeleiteten — Mittelwerte:

a) Geschützter Standort:

Mattsee, 1902: $q = 0{,}98$,
„ 1903: $q = 1{,}00$,
„ 1905: $q = 0{,}99$,
Ossiach, 1906: $q = 0{,}97$.

b) Nicht vollkommen geschützter Standort:

Seewalchen, 1904: $q = 1{,}18$,
St. Gilgen, 1907: $q = 1{,}22$,
Seeham, (a) 1908: $q = 1{,}38$,
„ (b) 1908: $q = 1{,}09$.

Die „geschützten" Standorte des Apparates sind gedeckte Gartenhäuschen, bzw. Veranden zu ebener Erde, die „nicht vollkommen geschützten", Balkone, bzw. Veranden im ersten oder zweiten Stocke eines Hauses, nur teilweise überdacht. Für „Seeham 1908" ist Ort (a) der balkonartig vorspringende Teil einer Veranda, Ort (b) ein etwa $1\frac{1}{2}$ m weiter innen liegender bereits überdachter Punkt. In den letzten Monaten habe ich am gleichen Platze ergänzende Messungen vorgenommen.

302 Einzelmessungen, an einem Standorte (c), der noch etwa 1 m weiter innen liegt als (b), ergaben: $q = 1{,}03_1$. Gleichzeitig mit den Zerstreuungsmengen wurden nach einer etwas primitiven Methode angenäherte Werte des Potentialgefalles in willkürlichen Einheiten ausgeführt. (Der Mittelwert der Feldintensität F, also beiläufig dem Werte 100 $\frac{\text{Volt}}{\text{m}}$ entsprechend, ist 4 bis 5 solcher Einheiten.)

Nach Werten der Feldintensität geordnet erhält man:

F	q	Anzahl (n)
negat.	0,72	(13)
0—2,0	0,97	(20)
2,5—4,0	1,02$_1$	(91)
4,5—6,0	1,06	(119)
6,5—8,0	1,07	(27)
>8	1,14	(26)

36 dieser Messungen wurden verbunden mit unmittelbar vorher oder nachher ausgeführten Messungen an einem Standorte (p), der vertikal unterhalb von (c) in der analog liegenden ebenerdigen Veranda liegt. Es ergab sich für diese Beobachtungen:

(c): $a_- = 55{,}9$ ‰-Min. $a_+ = 53{,}6$ $q = 1{,}04_6$.
(p): $a_- = 56{,}6$ „ $a_+ = 56{,}6$ $q = 1{,}00_4$.

Am geschützten Standorte ist also q nahezu gleich eins; dem Absolutbetrage nach ist am mangelhaft geschützten Orte die negative Zerstreuung a_- wenig, die positive a_+ beträchtlich gegenüber dem geschützten erniedrigt.

Ordnet man die Werte in (p) in 2 Gruppen nach der Feldintensität, so ergibt sich:

für $F < 4.0$ $q = 0.99_1$,
„ $F > 4.0$ $q = 1{,}01_3$.

1) Mache u. v. Schweidler, Die atmosphärische Elektrizität, Braunschweig 1909, S. 82.

Der Einfluß des Erdfeldes ist also noch vorhanden, wenn auch stark abgeschwächt.

Endlich wurden 67 Messungen in einem an die Veranda des ersten Stockes [Standorte (a), (b) und (c)] unmittelbar anschließenden Zimmer ausgeführt, der Mittelwert von q beträgt $0{,}97_1$; die Abweichungen der Einzelwerte hiervon sind im allgemeinen gering, nur bei starken Störungen des normalen Potentialgefälles (vor Gewittern und dergl.) ist auch die Zerstreuung im Zimmer merklich beeinflußt.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß je nach dem Standorte des Apparates die Intensität des elektrischen Feldes der Atmosphäre von größerem oder geringerem Einfluß auf die Beobachtungen der Zerstreuung, bzw. Leitfähigkeit ist. An hinreichend geschützten Orten ergibt sich im Mittel $q = 1$ oder noch etwas kleiner; die durch das normale Feld bedingte Überzahl der positiven Ionen in den untern Schichten der Atmosphäre wird eben durch die größere Beweglichkeit der negativen Ionen im Durchschnitt nahe kompensiert. Daß der Wert $q = 1$ prinzipiell bevorzugt sei, wie K. Kurz[1]) annimmt, scheint mir nicht beweisbar zu sein. Es soll aber nicht geleugnet werden, daß auch unabhängig von dem Gange des Potentialgefälles ziemlich bedeutende Abweichungen der q-Werte vom Normalen auftreten können, eventuell in Zusammenhang mit bestimmten meteorologischen Vorgängen, z. B. Erhöhung von q durch Ausfällung negativer Ionen bei beginnender Kondensation (Tonbildung) und dergl. Doch ist jedenfalls bei der statistischen Untersuchung solcher Zusammenhänge der Einfluß des Potentialgefälles zuerst zu eliminieren.

1) K. Kurz, Dissertation, Gießen 1907.

(Eingegangen 24. September 1909.)

Diskussion.

Kurz: Zu der Ansicht des Herrn Vortragenden, daß lediglich die angeführten Momente bestimmend seien für die Ausbildung des Verhältnisses der Zerstreuungen positiver und negativer Ladungen, möchte ich folgendes bemerken: Die Adsorption der Ionen an Staub, Rauch, Wasserdampf und in engen Kapillaren kann unter Umständen von wesentlichem Einfluß auf die gesuchte Größe werden und zwar wegen der verschiedenen Beweglichkeit der beiden Ionenarten, der die Adsorption proportional ist. In der von dem Herrn Vortragenden angeschriebenen Formel steht in Zähler und Nenner je das Produkt aus Zahl und Geschwindigkeit einer Ionenart. Wie sich das Verhältnis der Ionenzahlen beider Arten ändert unter der Wirkung der Adsorption, konnten wir in München experimentell in folgender Weise zeigen: Wir registrierten die dem Erdboden entquellenden Ionenmengen und erhielten zunächst als Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen 1,07 : 1,00. Durch Aufsetzen einer Sandschicht von 2 cm Dicke auf die Austrittsstelle der Ionen änderte sich dies Verhältnis in 1,11 : 1,00. Das heißt, schon eine geringe Sandschicht, eine verhältnismäßig geringe Erhöhung der Adsorptionsmöglichkeit reicht hin, um das Verhältnis der Ionenzahlen merkbar zu ändern. — Rechnen wir nun in der Atmosphäre mit rund 1000 leichtbeweglichen Ionen jeder Art — das ist hoch gegriffen — in der Raumeinheit und mit 50000 Staubteilchen im gleichen Luftvolumen, so sehen wir, daß die Adsorption an Staub für die Ausbildung des fraglichen Verhältnisses eine Rolle spielen muß. Es läßt sich zeigen, daß das Verhältnis der Ionenzahlen gleich 1 bleibt bei der Staubdichte Null, daß es gleich dem reziproken Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten wird bei der Staubdichte Unendlich. D. h. q, in der angeschriebenen Formel das Verhältnis der Leitfähigkeiten, der Produkte aus Ionenzahl, Ionengeschwindigkeit und Ionenladung, nähert sich mit wachsendem Staubgehalte dem Werte 1.

W. Hallwachs (Dresden), Lichtelektrisches und Optisches[1]).

Im Anschluß an die bekannten Versuche von Elster und Geitel über die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle hat sich vielfach die Meinung gebildet, als ob das sichtbare Licht das eigentliche sei, mit dem man die Alkalimetalle zu lichtelektrischen Erscheinungen bringen könne. Das ist mir von Leuten gesagt worden, welche selbst auf diesem Gebiet anerkannte Arbeiten gemacht haben, sie meinten, im Ultravioletten würden die Alkalimetalle weniger empfindlich sein als im sichtbaren Spektrum, und einer der Herren hat mir eine Arbeit von Braun gezeigt, eine Doktorarbeit, wo für Kalium bei etwa 440 $\mu\mu$ ein Maximum der Empfindlichkeit gefunden ist, und wo diese von da nach Violett hin abnimmt. Ebenso hat er für Rubidium ein Maximum im sichtbaren Gebiet gefunden. Wer sich mit diesen Dingen sehr vielfach beschäftigt hat, wird im allgemeinen aber doch wohl zu der Ansicht kommen müssen, daß das eigentliche Gebiet der lichtelektrischen Erscheinungen das Ultraviolett ist, und für mich unterliegt es gar keinem Zweifel, daß wir beim Fortschreiten in das Gebiet der Schumannschen Strahlen weiter steigende lichtelektrische Wirkungen er-

1) Ausführlichere Veröffentlichung s. Abhandlg. der Isis (Dresden) 1908/09; Ann. d. Physik 1909.

halten werden. Es ist wohl möglich, daß ein sekundäres Maximum im sichtbaren Gebiet sich bildet, aber kein primäres, von der Art, daß die Empfindlichkeit im sichtbaren Gebiet hoch wäre und im stark Ultravioletten gering; das geht wie mir scheint, gegen unsere Gesamtkenntnis dieser Erscheinungen.

Der Umstand, daß ich zufällig im Besitz nicht nur einer mir von Herrn Dr. Dember ursprünglich zu anderen Zwecken hergestellten Kaliumzelle mit Quarzfenster war, sondern auch von ziemlich fertig dastehenden Anordnungen für die Untersuchung der lichtelektrischen Empfindlichkeit bei spektraler Zerlegung und schließlich einer solchen für die thermoelektrische Ausmessung der Energie der einzelnen verwendeten Linien, veranlaßte mich, die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums ins Ultraviolett hinein zu verfolgen. Die Resultate enthält die nachstehende Tabelle:

Wellenlänge	578	546	436	406
Lichtelektrische Empfindlichkeit	0.032	0.033	1,00	0,79
Energie	1,36	1,69	1,00	0,67
Spez. lichtelektr. Empfindlichkeit	0.027	0.049	1,00	1,18
Wellenlänge	365	313	254	217
Lichtelektrische Empfindlichkeit	2,18	3,01	1,98	3,90
Energie	1,19	0,90	0,38	0,55
Spez. lichtelektr. Empfindlichkeit	1,83	3,34	5,2	7,1

Man sieht, daß auch beim Kalium die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit mit wachsendem Ultraviolett steigt. Das Verhalten des Kaliums liefert also in keiner Weise eine Nötigung, unsere Grundanschauungen über die lichtelektrischen Erscheinungen zu ändern. Die Ursache, daß Kalium zu so vielen Mißverständnissen Veranlassung gegeben hat, ist wohl die, daß man sich gescheut hat, die Glaszellen mit einem Quarzfenster zu versehen.

Natürlich muß die Untersuchung auch mit Rubidium ausgeführt werden; dafür ist eine Arbeit bereits im Gange.

Hinsichtlich der Zahlenwerte möchte ich noch sagen, daß nach hinten die Werte eher noch zu klein sind, da das Licht bei der Kaliumzelle noch durch eine Quarzplatte hindurch mußte, deren mit wachsendem Ultraviolett ja ansteigende Absorption nicht in Abzug gebracht wurde, weil man die Zelle nicht zerstören wollte.

Nun möchte ich noch über etwas anderes reden. Bei derartigen Versuchen und bei ähnlichen muß man verschiedene ultraviolette Lichtsorten auswählen. Wo dies nur als Mittel zum Zweck gebraucht wird, möchte man es natürlich sehr schnell machen. Was zunächst die Lichtquelle betrifft, so wird im allgemeinen eine Quarzquecksilberlampe zu nehmen sein; in ihrer neuen Form brennt sie ja so konstant, daß man sich außer für das allerletzte Ultraviolett schwerlich einer anderen Lichtquelle bedienen wird. Soll nun die Wellenlänge ausgewählt werden, so bleibt zunächst nichts übrig, als ein Spektrometer zu nehmen und zu messen, ev. zu photographieren, wozu aber der Raum verdunkelbar sein muß. Dies kostet sehr viel Zeit. Es ließe sich viel Mühe sparen, wenn man eine Landkarte des ultravioletten Spektrums der *Hg*-Quarzlampe machte, damit nicht jeder, der sich neu mit diesen Dingen beschäftigt, wieder erst Wellenlängen messen muß. Ich habe zwar versucht, das auf einem Uranglas entworfene Spektrum mit den guten Photographien von Küch und Retschinski direkt zu vergleichen, konnte aber so keine zweifelfreie Identifizierung erhalten, so daß schließlich doch wieder Spektrometermessungen ausgeführt werden mußten. Zum Vergleich mit der direkten Beobachtung der Fluoreszenzstreifen mit freiem Auge ist der Maßstab jener Photographien viel zu fein. Um eine solche zu ermöglichen, habe ich Aufnahmen auf Entwicklungspapier, und zwar eine Anzahl solcher mit steigenden Expositionszeiten geeignet gefunden. Ein Diapositiv solcher Aufnahmen wollen wir jetzt projizieren. Für das Ultraviolett liefert das Photographieren auf Entwicklungspapier überhaupt entschiedene Vorteile, da man das Zimmer nicht ganz dunkel zu machen braucht.

Die Expositionszeiten sind 1, 2, 4, bis 256 Sekunden. Die vierte Aufnahme liefert etwa das am leichtesten mit der Ansicht auf dem Uranglas vergleichbare Bild. Während die Linien 365, 313 und auch 254 schon nach einer Sekunde kommen, taucht 406 erst nach etwa 16 und 436 gar erst nach 2 bis 4 Minuten auf, woraus übersichtlich erhellt, ein wie bequemes Reagens auf Ultraviolett das Entwicklungspapier bildet. Ich möchte auch darauf hinweisen, daß die lichtelektrische Wirkung hinsichtlich ihrer Stärke mit diesen photographischen Wirkungen vergleichbare Verteilung liefert, man kann aus der photographischen Aufnahme schon einigermaßen darauf schließen, wo die lichtelektrische Wirkung stark oder schwach sein wird, und in der Tat dürfte ja dem photographischen Prozeß in erster Linie ein lichtelektrisches Phänomen zugrunde liegen.

Um nun diese Orientierungstafel für die Wellenlängen der Quecksilberlampe auch für die Arbeiten anderer verwertbar zu machen, ist ein Lichtdruck hergestellt worden, den Sie in den Abhandlungen der Naturwissenschaftlichen Gesellschaft Isis (Dresden), Jahrgang 1908/09, sowie demnächst in den Annalen der Physik finden werden. Der Lichtdruck ist zwar nicht sehr schön geworden, wenn Sie vergleichen das Original, eine gleich zu Anfang vom Original gemachte Photographie sowie den Lichtdruck — ich gebe das hier im gemein-

samen Umschlag herum —, so werden Sie sehen, daß sich das Original während des Lichtdruckverfahrens verändert hat, bei großen Expositionszeiten sind die Linien ineinander gelaufen. Immerhin wird der Lichtdruck auch dem, der es zum ersten Male macht, ohne Mühe gestatten, die Linien aus der Ansicht auf dem Uranglas oder ev. aus einer ja sehr wenig Zeit raubenden Aufnahme auf Entwicklungspapier zu identifizieren.

Aber nicht nur im Ultraviolett ist das Identifizieren der Linien meist zeitraubend, auch für das sichtbare Gebiet würden Spektralaufnahmen, welche Farbe und Intensität einigermaßen richtig wiedergeben, sehr wünschenswert sein, viel unerfreuliche Arbeit ersparen. Vielleicht können die hier hängenden bunten Spektraltafeln für das Bogenspektrum von *Li*, *Na*, *Ba* hierbei helfen. Entstanden sind sie aus einem andern Grund. Beim Versuch mit der Umkehrung der Natriumlinien kommt man trotz aller Erörterung mit dogmatischen Meinungen, z. B. daß das *Na*-Spektrum nur eine Linie habe, in Konflikt. Es treten Fragen auf, ob nicht doch die anderen Linien Verunreinigungen zu verdanken seien. Dem möchte durchschlagend nur zu begegnen sein, wenn neben die verbreiteten Spektraltafeln für den Bunsenbrenner solche Tafeln wie diese, welche Sie hier sehen, aufgehängt werden. Dieselben sind in gemeinsamer Arbeit von den Herren meines Instituts, Prof. M. Töpler, Dr. Wigand, Dr. Dember, nach dem Projektionsbild mit einem gradsichtigen Prisma gezeichnet, zur Vervielfältigung eingerichtet (die Tafel ist für M. 6.— von meinem Institutsmechaniker Berg zu beziehen) und identifiziert worden. Nur solche Linien, welche in einem größeren Hörsaal auf etwa 6 m Entfernung wirklich sichtbar bleiben, wurden aufgenommen. Die Identifizierung, welche ohne eigentliche Messungen nach den vorhandenen Aufnahmen und Tabellen vorgenommen werden sollte, stieß gelegentlich immer wieder auf Zweifel, ich hoffe aber, daß jetzt alles in Ordnung ist. Die Farben sind meines Erachtens — und Sie bestätigen dies — lebhaft ausgefallen, die verschiedene Breite der Streifen gibt ein brauchbares Bild der Intensitätsverschiedenheiten, die in der Bunsenflamme auftretenden Linien sind etwas länger gemacht.

Von der Tafel hier habe ich einen photographischen Dreifarbendruck in kleinem Maßstab herstellen lassen, der in den nämlichen Zeitschriften wie die Tafel der *Hg*-Lampe zu finden ist. Ich lasse einige Exemplare zirkulieren.

(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Diskussion.

Ebert: Wo hat man sich hinzuwenden, um die Tafeln zu bekommen? Die großen werden wohl von Ihrem Institut aus geliefert und die kleinen?

Hallwachs: Die kommen in die Annalen.

Ebert: Da kann man wohl Abzüge kaufen?

Hallwachs: Das glaube ich nicht, die Auflage war 5000, sie ist für die Zeitschrift der Isis und die Annalen verbraucht, höchstens einzelne Exemplare sind übrig.

Elster: Ich möchte zu dem ersten Teile der Mitteilungen des Herrn Hallwachs etwas bemerken. Geitel und ich, wir haben uns bereits vor etwa 15 Jahren vergeblich bemüht, Alkalimetallzellen mit einem für ultraviolettes Licht durchlässigem Fenster zu versehen. Solche Zellen zeigten eine kontinuierliche Abnahme ihrer Empfindlichkeit und waren meist schon nach Jahresfrist verdorben. Alle von uns zur Befestigung von Quarzfenstern verwendeten Kittmassen gaben im Vakuum Dämpfe ab, welche die Alkalimetallfläche mit einer unsichtbaren Schicht überkleiden. Diese Schicht ändert nachweislich die Empfindlichkeit der Alkalimetallfläche in unkontrollierbarer Weise und ich bin deshalb im Zweifel, ob nicht der von Herrn Hallwachs beobachtete Verlauf der Erscheinung hierdurch beeinflußt ist. Wir haben auch versucht, lichtelektrische Zellen ganz aus Quarzglas herzustellen, doch scheinen diese keinen Vorteil vor Glaszellen zu bieten.

Hallwachs: Daß Herr Elster gerade mich auf die Fehler der organischen Kitte hinweist, wundert mich ein bißchen, nachdem ich doch gerade auf diesem Gebiet des Einflusses von Verunreinigungen besonders viel gearbeitet und gezeigt habe, wo die Schwierigkeiten liegen. Es ist auf dieselben genügend Rücksicht genommen worden, insbesondere wurde das Fenster genügend zeitig vor der Herstellung der Zelle aufgekittet und war weit von der Kaliumschicht entfernt. Auch blieb die Zelle sehr konstant. Daß mir eine Wirkung des Kittes, wo doch meine früheren Arbeiten meine Aufmerksamkeit für jede Verunreinigung geschärft hatten, hätte entgehen können, kann ich mir nicht vorstellen. Wenn Sie sich allerdings auf den Standpunkt stellen, wenn ich ein Quarzfenster drauf mache, kann ich die Erscheinung nicht untersuchen, so ist es natürlich schwierig, hier etwas zu arbeiten. Wenn Sie ein Quarzglasgefäß nehmen, wie Sie es machen, so wissen Sie nicht, was Sie hineinbekommen, denn Ultraviolett wird im Quarzglas doch stark absorbiert, von der Platte aus natürlichem Quarz nur schwach, wovon ich mich überdies überzeugte.

Die Äußerungen von Herrn Elster zeigen, daß ich mit der anfänglichen Bemerkung, allgemeiner und auch bei für dieses Gebiet maßgebenden Physikern bestehe die Meinung, daß das sichtbare Licht dasjenige sei, welches für Kalium in erster Linie wirksam sei, wohl das

Richtige getroffen habe. Herr Geitel hat mir übrigens vor kurzem in Wien, obwohl er im ersten Moment durch die Mitteilung des Ergebnisses meiner Versuche überrascht war, doch sofort gesagt, ja auf gleiche Intensität des einfallendes Lichtes haben wir das allerdings nicht bezogen.

Rubens: Vielleicht läßt sich eine Entscheidung herbeiführen, wenn man mit einer Flüssigkeit arbeitet, etwa mit einer Kalium-Natrium-Legierung. Ihre Oberfläche läßt sich schnell erneuern und es ist sehr wahrscheinlich, daß gleich nach der Erneuerung der beobachtete Effekt der normale sein wird.

Hallwachs: Herr Rubens macht auf das Umschmelzen aufmerksam. Wir haben unsere Kaliumzelle einmal umgeschmolzen. Dr. Dember sagte mir gelegentlich, ich bin auf einmal unsicher, ob ich Ihnen die Kaliumzelle gegeben habe oder eine andere. Er hat dann den Schmelzpunkt bestimmt, woraus folgte, daß keine Zellenverwechslung vorlag und ich habe mit der umgeschmolzenen Zelle weiter gearbeitet, ohne bei den weiteren Versuchen auf Bedenken zu stoßen. Es zeigte sich nichts, was auf eine Verschiebung der relativen Empfindlichkeit gedeutet hätte.

Kayser: Die Dissertation von Herrn Braun, die Herr Hallwachs erwähnte, wonach ein Maximum im sichtbaren Teil des Spektrums liegt, ist bei mir gemacht worden, und ich habe mich selbst davon überzeugt, daß die Arbeit vollkommen gewissenhaft gemacht ist, und daß wir das Maximum bei Kalium, Rubidium, Natrium im sichtbaren Teil bei verschiedenen Stellen gefunden haben. Mit zunehmendem Atomgewicht rückt die Maximalstelle nach Rot, und zwar auffallend in der Weise, wie die Nebenserien der betr. Elemente nach Rot hinrücken. Es ist also eine Gesetzmäßigkeit dafür nachgewiesen, welche mit anderen spektralen Eigenschaften in Verbindung steht und das macht es sehr wahrscheinlich, daß die Tatsache nicht durch Beobachtungsfehler herausgekommen ist. Wir haben allerdings Glaszellen benutzt, und zwar hat die Natriumzelle der Herr selbst hergestellt, während die andern Zellen von den Herren Elster und Geitel freundlichst zur Verfügung gestellt wurden. Die Wirkung des ultravioletten Lichtes haben wir daher nicht beobachten können, und wir haben die Energie im Ultraviolett deshalb nicht untersuchen können, sie kann daher sehr wohl größer werden; aber das hindert nicht, daß starke Maximalstellen im sichtbaren Gebiet vorhanden sind. Daß es der Fall ist, davon bin ich überzeugt. Das haben Elster und Geitel zuerst gefunden, und es schien mir interessant, ob die Veränderlichkeit dieser Maximalstellen mit anderen Gesetzmäßigkeiten zusammenhängt, und das hat sich bestätigt. Ich vertrete die Richtigkeit der Angaben von Braun, daß wir starke Maxima im sichtbaren Gebiet haben, die mit zunehmendem Atomgewicht nach Rot rücken.

Hallwachs: Herr Prof. Kayser hat darauf hingewiesen, daß bei *Ka*, *Rb*, *Na* das Maximum im sichtbarer Spektrum liege. Hier liegt insofern ein Irrtum vor, als für *Na* von Herrn Braun kein Maximum im sichtbaren Gebiet gefunden worden ist, sondern die Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge immer weiter und stärker ansteigt. Ich gebe ja, wie schon erwähnt, gern zu, daß ev. sekundäre Maxima im sichtbaren Gebiet vorhanden sind, ein primäres liegt aber für *Ka* nicht vor und scheint mir auch für die beiden anderen Körper *Rb* und *Cs* nicht wahrscheinlich. Für später bleibt dann auch noch die Aufgabe übrig, die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit auf gleiche absorbierte statt auf gleiche einfallende Intensitäten zu beziehen.

Lampa fragt nach dem Erscheinungsort und der Bezugsquelle der Spektraltafeln.

Hallwachs: Die Tafeln werden in dem hier vorgezeigten Format 120×150 cm^2 geliefert vom Mechaniker Berg meines Instituts zu etwa 6 Mark.

L. Meitner (Wien-Berlin), Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums. Vergl. hierzu die beiden Aufsätze von O. Hahn und L. Meitner: Nachweis der komplexen Natur von Radium *C*, diese Zeitschr. **10**, 697, 1909 und: Über eine typische β-Strahlung des eigentlichen Radiums, diese Zeitschr. **10**, 741, 1909.

Diskussion.

Ebler: Ich möchte die Vortragende fragen, um wieviel langsamer die Erholung war bei der Emanation?

Vortragende: Unsere Versuche sind erst vor etwa drei Monaten begonnen worden und es ist schwierig, festzustellen, ob man emanationsfreie Präparate hat. Beim ersten Glühen kann man die Emanation vollständlich entfernen; bei wiederholt geglühten Blechen ist das nicht möglich. Es hat fast den Anschein, als ob die Substanz etwas tiefer in das Platin eindringt und dann nicht mehr zu entfernen ist. Unsere Messungen sind über 8 Wochen ausgedehnt und haben noch eine merkliche Zunahme ergeben, während doch sonst nach 5 Wochen eine Zunahme der Emanation kaum mehr stattfindet.

Rubens: Es ist ja sehr hübsch, daß die Familie des Radiums wieder einen erfreulichen Familienzuwachs erhalten hat. Aber mit der Zeit wird das etwas unheimlich, und man fragt

sich, ob die Vermehrung nun immer so weiter geht. Aus dem Vortrage geht nun aber erfreulicherweise auch hervor, daß wir doch eine gewisse Grenze bezüglich der Zahl der Elemente in der Familie des Radiums zu erwarten haben. Es ist nach dem vorliegenden Tatsachenmaterial anzunehmen, daß ein Element durch eine einheitliche β-Strahlung oder durch eine homogene α-Strahlung charakterisiert wird. Wenn man also eine inhomogene Strahlung hat, wird man versuchen müssen, den Stoff noch in weitere Elemente zu zerlegen, wenn aber eine einheitliche Strahlung vorhanden ist, so darf man annehmen, daß eine weitere Zerlegung nicht mehr möglich ist, es sei denn, daß es sich um strahlungslose Produkte handelt. Es läßt sich also hoffen, daß uns nunmehr die meisten Elemente der Radiumfamilie bekannt sind.

H. W. Schmidt, β-Strahlung und Atomgewicht, Auszug aus Teil II einer demnächst in dieser Zeitschrift erscheinenden Abhandlung: „Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie".

Leo Grunmach (Berlin), Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode. (Nach gemeinsam mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführten Untersuchungen.) (Aus den Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin mitgeteilt vom Verfasser[1].)

Vor 23 Jahren habe ich in der Berliner Physikalischen Gesellschaft[2] über einige von mir angewandte Versuchsmethoden zur Messung der Stärke und Fortpflanzung kleiner künstlich hervorgerufener periodischer Erderschütterungen, z. B. solcher, die infolge regen Fabrikbetriebs oder bei lebhaftem Straßenverkehr oder durch eine fahrende Lokomotive erzeugt werden, berichtet, von denen nur eine, auf der Gauß-Poggendorffschen Spiegelablesung beruhende, einigermaßen sichere numerische Werte der zu messenden Größen lieferte. Obschon diese Versuche dem damaligen Stande der Seismometrie gemäß mit recht primitiven Mitteln ausgeführt worden waren, boten sie doch den Anlaß, daß mir vor nunmehr drei Jahren seitens der Provinzialverwaltung Schlesiens folgende interessante, für die moderne Bauingenieurwissenschaft wichtige Untersuchung übertragen wurde:

Es sollten die Felsschwingungen gemessen werden, die an der Queistalsperre (bei Marklissa in Schlesien) durch den Absturz größerer Wassermassen hervorgerufen werden.

In erster Linie hatte ich in Aussicht genommen, mit Hilfe von speziell für diesen Zweck gebauten seismometrischen Apparaten an einer größeren Anzahl von Punkten der Sperrmauer und des Felsens Kurven aufzunehmen, welche analog den Erdbebendiagrammen die Lage eines bestimmten Boden- und Felsteilchens als Funktion der Zeit angeben. Als wichtigster Teil der Untersuchung war aber die Aufgabe gestellt worden, die Erschütterungen des Felsens auch unmittelbar an derjenigen Stelle des Umlaufstollens zu messen, die von dem durch die Abfallschächte herabstürzenden Wasser direkt getroffen wird, da hier naturgemäß die größten Erschütterungen erwartet werden mußten. Durch diese Forderung wurde aber die Untersuchung zu einer höchst komplizierten und schwierigen, da diese Stelle bei gefülltem Staubecken nicht mehr zugänglich ist, so daß die Apparate im Innern des Felsens wasserdicht eingebaut werden mußten und nur aus der Ferne zu beobachten waren, wofür allein elektrische Methoden in Frage kommen konnten.

Nachdem diese Untersuchungen, die ich gemeinschaftlich mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführt habe, vor kurzem zum Abschluß gekommen sind, möge es mir gestattet sein, an dieser Stelle in Kürze über die von uns angewandten Methoden und Apparate zu berichten, da durch sie zum ersten Male die Möglichkeit geboten ist, Bodenerschütterungen kleinster Periode bei sehr geringer Amplitude[1]) in exakter Weise zu messen.

Die nach unseren Angaben von Herrn Mechaniker Paul Stückrath in Friedenau für diese Untersuchung angefertigten Apparate waren

1. ein Apparat zur Messung der maximalen Werte der auftretenden Beschleunigungen in drei zueinander senkrechten Richtungen (Dreipendelapparat),

2. ein Horizontalpendel zur Messung der Verschiebungen der Felsteilchen in horizontaler Richtung, und zwar mit mikrophotographischer Registrierung für oberirdische Beobachtungen und mit magneto-induktiver Registrierung für Messungen an unzugänglicher Stelle.

I. Apparat zur Messung der maximalen Werte der auftretenden Beschleunigungen.

Das Prinzip der Meßmethode besteht darin, daß der zu messende maximale Wert der auftretenden Beschleunigungen mit einer

1) L. Grunmach, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 29. Juli 1909.

2) L. Grunmach, Über Versuche zur Messung kleiner periodischer Erderschütterungen. Verh. der Phys. Gesellsch. zu Berlin 1886, Nr. 8, S. 58—64.

1) Die gefundenen Periodea der Felserschütterungen betrugen 0,029 bis herunter zu 0,0025 Sek., während die zugehörigen Amplituden zwischen 0,001 und 0,00005 mm schwankten.

meßbar einzustellenden, also bekannten Beschleunigung verglichen wird, und läßt sich durch folgende einfache Betrachtung erläutern.

Greift an einem auf ebener Unterlage ruhenden Körper von der Masse M außer der Schwere noch eine nach oben gerichtete Federkraft F an, so ist die Kraft P_0, mit der der Körper auf der Unterlage aufliegt,

$$P_0 = Mg - F,$$

wo g die Erdbeschleunigung bedeutet. Wird die Unterlage mit einer Beschleunigung b nach unten bewegt, so ist die Kraft, mit der der Körper dann aufliegt, nur noch

$$P = M(g - b) - F.$$

Wird nun die Beschleunigung b immer größer, so wird die Auflagekraft P immer kleiner, und wenn P gleich Null geworden ist, findet eben noch zwischen dem Körper und seiner Unterlage Kontakt statt, der aber momentan unterbrochen wird, sobald b noch weiter wächst. Diese kritische Beschleunigung

$$b = g - \frac{F}{M}$$

kann durch Veränderung der Federkraft F auf beliebige Werte zwischen Null und der Erdbeschleunigung g eingestellt werden.

Um nun den Maximalwert der bei einer auf- und niedergehenden Bewegung der Unterlage auftretenden Beschleunigungen zu messen, stellt man die Feder zunächst auf eine solche Kraft F ein, daß der Körper mit seiner Unterlage sicher in Kontakt bleibt, und vergrößert dann allmählich die Federkraft bis zu dem Momente der Kontaktunterbrechung. Sind die zu messenden Beschleunigungen größer als g, so läßt man die Federkraft nach unten wirken.

Die Einrichtung und Wirkungsweise des Apparates zur Messung der maximalen Beschleunigungen läßt sich am einfachsten an dem einen horizontal liegenden Pendel des in Fig. 1 [1]) abgebildeten Dreipendelapparates erläutern. Der die stationäre Masse M tragende Hebel H ist bei A drehbar gelagert und ruht mit der Kugel K auf der plan geschliffenen Fläche des vertikal verstellbaren Ambosses C auf. Der Druck, mit dem die Kontaktkugel des Hebels auf der Unterlage aufliegt, kann in seiner Größe verändert werden durch die größere oder geringere Spannung der Federn F_1 bzw. F_2, von denen die erstere durch die Mikrometerschraube B gespannt werden kann. Die Bewegung der Mikrometerschraube in dem einen oder andern Sinn folgt für jedes der drei Pendel durch je ein Sperrklinkenwerk S, welches auf elektromagnetischem Wege von der oberirdisch gelegenen Beobachtungsstation aus betätigt wird, und dessen jeweilige Stellung an einem dort befindlichen, synchron arbeitenden Anzeigeapparat abgelesen werden kann. Die Reibung der Achse A in ihrem Lager wird bei diesem horizontal liegenden Pendel dadurch unschädlich gemacht, daß die Feder genau in seinem Schwerpunkt angreift, bei den beiden andern vertikal hängenden Pendeln dadurch, daß ihr Gewicht durch je eine in den Hülsen D_1 bzw. D_2 befindliche Entlastungsfeder aufgehoben ist. Der Moment der Kontaktunterbrechung zwischen der Kugel K und der ebenen Auflagefläche des Ambosses C wurde in dem etwa 300 m von der Einmauerungsstelle entfernten Laboratorium mittels eines Saitengalvanometers beobachtet, weil dies vor anderen Galvanometern bekanntlich den Vorzug besitzt, momentanen Stromstößen schnell und sicher zu folgen. Zu diesem Zweck ist der Amboß C von dem Gehäuse isoliert und mit einer Klemmschraube versehen, während die Kontaktkugel durch den Hebel und die Federn mit einer am Gehäuse befindlichen Klemme in Verbindung steht. Zur Messung wird nun an diese beiden Klemmen, wie aus Fig. 2 ersichtlich, einerseits die Batterie E mit einem Vorschaltwiderstand w_1 angelegt, dessen Größe so zu wählen ist, daß die Klemmenspannung am Erschütterungsapparat keine zu große wird, und andererseits, also diesem Stromkreise parallel, das Einthovensche Saitengalvanometer in der kleineren Edelmannschen Form [1]).

Solange nun die Kontaktkugel auf ihrer Unterlage aufliegt, geht der Strom der Batterie E vorzugsweise durch den äußerst kleinen Widerstand des Hebels und Ambosses, während durch den Galvanometerkreis infolge des sehr hoch gewählten Vorschaltwiderstandes w_2 kein meßbarer Strom hindurchgeht. Wird aber der Kontakt, wenn auch nur auf ganz kurze Zeit, unterbrochen, so geht der ganze Strom der Batterie E durch das Galvanometer und lenkt dessen Faden während der Dauer der Kontaktunterbrechung ab.

Als geeignetstes Material für die Kontaktflächen erwies sich schließlich, nachdem längere Versuche mit verschiedenen Platin-Iridium-Legierungen sowie mit Spiegelmetall und Stahl weniger günstige Resultate ergeben hatten, eine von W. C. Heraeus in Hanau hergestellte Legierung von 50 Proz. Osmium mit 50 Proz. Iridium. Dieser Kontakt gewährleistet infolge der außerordentlichen Härte des Osmium-Iridiums eine vollkommene Unveränderlichkeit gegen mechanische Einwirkungen und hat sich auch in bezug auf seine Beständigkeit gegen atmosphärische Einflüsse auf das glänzendste bewährt.

Die Theorie des Apparates läßt sich im Anschluß an die obigen Betrachtungen folgendermaßen entwickeln: Es sei l die Entfernung des Schwingungsmittelpunktes, L die des Kontakt-

[1]) Die neun Figuren des Artikels befinden sich auf den Tafeln XV—XVII.

[1]) M. Edelmann, diese Zeitschr. 7, 115, 1906.

punktes vom Drehungspunkt A des Pendels; ferner sei $\mathcal{J}$ das Trägheitsmoment des Pendels in bezug auf die durch A gehende Achse. Solange keine Erschütterungen stattfinden, sei wieder die Kraft, mit der die Kontaktkugel aufliegt, gleich P_0. Bei dem horizontal liegenden Pendel wird diese durch die gemeinschaftliche Wirkung von Federkraft und Pendelgewicht hervorgebracht, bei den vertikal hängenden Pendeln durch die Wirkung der Federkraft allein. Bewegt sich nun der Boden und mit ihm der ganze Apparat mit der Beschleunigung b in der Richtung von Kontaktkugel nach Amboß, so ergibt sich nach einfacher Betrachtung die Auflagekraft zu

$$P = P_0 - \frac{\mathcal{J} b}{l L},$$

also wenn — bei der Kontaktunterbrechung — P gleich Null wird,

$$b = \frac{l L}{\mathcal{J}} P_0.$$

Da l, L und $\mathcal{J}$ nur von den Dimensionen des Pendels abhängen, kann man auch schreiben

$$b = C P_0,$$

wobei

$$C = \frac{l L}{\mathcal{J}}$$

die Konstante des Instruments bedeutet.

Die Auflagekraft P_0 wurde bei jedem der drei Pendel für mehrere Stellungen der Mikrometerschraube mittels einer auf den Apparat zu diesem Zweck aufzuschraubenden Wagevorrichtung unmittelbar experimentell bestimmt, um so Eichungskurven für die einzelnen Meßfedern zu gewinnen. In welcher Weise dies geschieht, ist aus Fig. 3 ersichtlich, die die Wagevorrichtung in Verbindung mit dem für unsere ersten Vorversuche gebauten einfachen Pendelapparat darstellt. An der einen Wageschale ist nämlich ein Draht befestigt, der durch die Öffnung o hindurchgeht und an seinem untern Ende eine kleine Gabel zur Aufnahme eines genau mitten durch die Kontaktkugel gehenden Stahlstiftes trägt. Durch Auflegen von Normalgewichten auf die andere Wageschale läßt sich dann bei horizontaler Lage des Hebels die Kraft P_0 direkt bestimmen. Um auch bei vertikaler Lage des Hebels für die verschiedenen Federn und deren verschiedene Spannungen die Kräfte P_0 zu erhalten, muß man von den bei horizontaler Lage des Hebels gemessenen Auflagekräften noch die Kraft abziehen, mit der die Kontaktkugel in horizontaler Lage des Hebels vermöge seines Gewichtes allein auf dem Amboß aufliegt, da bei vertikaler Lage des Hebels die auf ihn wirkende Schwerkraft durch die Achse A hindurchgeht, ein Drehmoment von ihr also nicht ausgeübt wird. Ist demnach die Konstante des Instruments sowohl wie P_0 im CGS-System gemessen, so erhält man die Beschleunigung in cm/sec². Den maximalen Wert der auftretenden Beschleunigungen erhält man also, wenn man in der oben beschriebenen Weise die Kraft der Meßfeder und damit P_0 bis zum Eintritt der Kontaktunterbrechung ändert.

Die beobachteten Maximalwerte der Beschleunigungen schwankten bei unsern Versuchen je nach den Abflußverhältnissen zwischen 5 und 130 cm/sec².

II. Horizontalpendel.

Das Horizontalpendel, welches zur Messung der wahren Bodenbewegungen in horizontaler Richtung dient, unterscheidet sich von den zu seismometrischen Zwecken gebräuchlichen im wesentlichen durch die Art der Aufzeichnung der Pendelschwingungen. Während nämlich bei den zur Registrierung von Erdbeben gebräuchlichen Seismographen wegen der längeren Perioden der Erdbodenschwingungen, die etwa eine Sekunde bis zu einer Minute und darüber betragen, die Aufzeichnung der Wellen mittels Hebelübertragung und Schreibstift auch für die stärksten Vergrößerungen ausreicht, würde bei den durch den Wasserabsturz hervorgerufenen Felserschütterungen von sehr kurzer Periode (0,029 bis herunter zu 0,0025 Sek.) diese Registrierungsart wegen der Trägheit und Elastizität des Hebelwerkes vollkommen versagen. Für solche schnellen Schwingungen käme deshalb in erster Linie eine optische Methode in Betracht. Die gewöhnlich angewandte photographische Registriermethode ist jedoch in der bei den Seismographen gebräuchlichen Form, bei der ein Lichtstrahl durch einen am Pendel befestigten Spiegel abgelenkt wird, nur bei schwachen und mittleren Vergrößerungen mit Vorteil zu verwenden, während zur Erzielung stärkerer (z. B. 1000facher Vergrößerungen) ein ungewöhnlich großer Registrierabstand erforderlich wäre, wodurch die Schärfe der Bilder beeinträchtigt würde, ganz abgesehen davon, daß ein so großer Abstand zwischen Spiegel und lichtempfindlichem Papier bei ähnlichen Untersuchungen in der Praxis kaum zu Gebote stehen dürfte. Zwar kann man unter anderem den erforderlichen Registrierabstand dadurch verkleinern, daß man die Drehungen des Pendels durch einen Hebelmechanismus schon in vergrößertem Maße auf den Spiegel selbst überträgt. In diesem Falle wären jedoch wieder bewegliche Zwischenglieder notwendig, die, wie vorhin erwähnt, die Sicherheit der Registrierung so schneller Schwingungen in hohem Maße gefährden.

Das Horizontalpendel wurde deshalb zunächst mit mikrophotographischer Registrierung ausgerüstet, dergestalt, daß die Be-

wegungen einer an der stationären Masse angebrachten Marke durch ein Projektionsmikroskop in jeder beliebigen Vergrößerung auf dem mit konstanter Geschwindigkeit bewegten lichtempfindlichen Papier aufgezeichnet werden können.

Für die Messungen an den unterirdisch gelegenen unzugänglichen Stellen im Innern des Felsens kam zur Anwendung eine magneto-induktive Registrier- und Messungsmethode, indem die Induktionsströme, die durch die Relativbewegungen der stationären Masse gegen den Erdboden in einer in einem starken Magnetfeld befindlichen Spule erregt werden, durch ein Kabel nach oben geleitet und hier mit Hilfe eines Saitengalvanometers aufgezeichnet wurden. Diese Induktionsströme liefern unmittelbar nur die Geschwindigkeitskurve, aus der in der später zu beschreibenden Weise die Größe der Bewegung selbst abgeleitet wird.

Um die nötigen Untersuchungen über die Brauchbarkeit sowohl der mikrophotographischen wie der magneto-induktiven Registriermethode an einem und demselben Pendel anstellen zu können, wurde das Horizontalpendel deshalb zunächst so ausgeführt, daß die Registrierung sowohl auf dem einen wie auf dem andern Wege erfolgen konnte.

Fig. 4 und 5 stellen das Instrument mit mikrophotographischer Registrierung, von vorn und von der Seite gesehen, dar. An einer mittels Libelle und Stellschrauben[1]) nivellierbaren versteiften Grundplatte P ist der solide Träger T für das Horizontalpendel aufgeschraubt. An diesem Träger ist mittels der beiden Blattfedern F_1, F_2 der dreieckartige Rahmen R aufgehängt, der an seinem vorderen Ende die etwa 2 kg schwere parallelepipedische stationäre Masse M trägt, so daß diese in einer nahezu horizontalen Ebene frei hin- und herschwingen kann. Zur Herstellung einer geeigneten Schwingungsdauer des Horizontalpendels läßt sich der untere Drehpunkt desselben verlegen und damit die Neigung seiner Drehungsachse verändern. Über die Herstellung der erforderlichen Dämpfung siehe später S. 857.

Die stationäre Masse M ist vertikal der Länge nach durchbohrt. Am oberen Ende der Durchbohrung befindet sich in einem aufschraubbaren Ring r die zu projizierende Marke, bestehend aus einem zwischen zwei Deckgläschen mittels Kanadabalsam eingekitteten 0,015 mm dicken Silberdraht. Daß die Marke nicht im Schwerpunkt der stationären Masse angebracht ist, geschah aus konstruktiven Gründen, nämlich, um das ganze Instrument recht eng zusammenbauen zu können. Diese Anordnung ist hier zulässig, da keine Reibungs- oder Trägheitskräfte eines Schreibhebelwerkes an der Masse angreifen, die diese in schlingernde Bewegung bringen könnten. Die Beleuchtung der Marke erfolgt in der Art, daß die auf einen im unteren Teil der stationären Masse befindlichen geneigten Spiegel horizontal auffallenden Strahlen einer Bogenlampe senkrecht nach oben reflektiert und durch ein als Hilfskondensor dienendes Mikroskopobjektiv in der Objektebene gesammelt werden.

Zur Projektion der Marke dient das auf einen Messingklotz N aufgeschraubte Mikroskopoberteil des Zeißschen mikrophotographischen Stativs I, auf welches das Bildumkehrprisma B aufgesetzt ist, um das in vertikaler Richtung aus dem Mikroskop austretende Lichtbündel in horizontaler Richtung zum Registrierapparat zu leiten. Durch passende Wahl des Mikroskopsystems, des Projektionsokulars sowie des Projektionsabstandes läßt sich die Vergrößerung auf jede beliebige Zahl bringen. Verwendet man an Stelle der Projektionsokulare die stärkeren Kompensationsokulare, so läßt sich der für eine bestimmte Vergrößerung erforderliche Projektionsabstand noch außerordentlich reduzieren. So sind z. B. zur Erzielung einer 1000-fachen Vergrößerung mit Apochromat $f = 4$ mm bei Kompensationsokular 12 nur etwa 33 cm Abstand zwischen Okular und lichtempfindlichem Papier erforderlich. Man ersieht hieraus, wie sehr man den Registrierabstand bei Anwendung mikrophotographischer Registrierung verkürzen kann.

Die Registrierung der auf diese Weise vergrößerten Bewegung der Marke erfolgte mittels eines Edelmannschen Registrierapparates[1]) mit Uhrwerksantrieb, den wir für unsere Zwecke derart umbauen ließen, daß die Registrierung auf Papierbändern bis zu 20 m Länge erfolgen konnte. Die Zeitmarkierung erfolgte durch den zwischen Magnesiumspitzen überspringenden elektrischen Funken eines Induktors mit parallel geschalteter Leidener Flasche, unter Vermittelung eines Pendels, das auf eine Schwingungsdauer von genau 0,2 Sekunde reguliert war und bei jeder Schwingung momentan einen im Primärkreis des Induktors liegenden Quecksilberkontakt schloß.

Daß sich in vielen Fällen die Anwendung dieser mikrophotographischen Registriermethode mutatis mutandis auch für die Zwecke der praktischen Seismometrie sehr wohl eignet, wird an anderer Stelle ausführlicher erörtert werden. Hier sei nur hervorgehoben, daß man dann bei Verwendung der üblichen Registriertrommeln

1) Die in der Figur sichtbaren Stellschrauben kamen nur bei den Vorversuchen im Laboratorium zur Anwendung; bei den eigentlichen Versuchen war die Grundplatte, wie auf Seite 857 angegeben, durch drei starke Bolzen mit dem Boden des Eisenkastens verschraubt.

1) M. Edelmann, diese Zeitschr. 7, 115, 1906.

als Lichtzeiger an Stelle des dunklen Bildes der Marke auf hellem Grund das Bild eines beleuchteten Punktes auf dunklem Grund benutzt, weil der Papiersparnis halber hier die Kurven meist in spiralförmigen Linien auf der Registriertrommel verzeichnet werden.

Abgesehen von den Vorzügen, die die mikrophotographische Registriermethode vor den üblichen photographischen besitzt, nämlich die Möglichkeit, auf leichte Weise den Registrierabstand zu verkürzen und die stärksten Vergrößerungen zuzulassen, hat sie auch vor der mechanischen Registriermethode, der sie übrigens bezüglich der Schärfe der Kurven nahekommt, den nicht zu unterschätzenden Vorteil, daß, wie bei allen optischen Registriermethoden, wegen des Wegfalls jeglicher Reibungs- und Trägheitswiderstände auch für starke Vergrößerungen die stationäre Masse des Seismographen sehr klein gewählt werden darf, und daß man bei einem und demselben Instrument durch Auswechselung des projizierenden Objektivs leicht und rasch von einer Vergrößerung zur andern übergehen kann.

Um nun aber auch außer dieser mikrophotographischen Registrierung die eingangs erwähnte elektrische Registrierung aus der Ferne zu ermöglichen, ist die Herstellung eines künstlichen magnetischen Feldes erforderlich, innerhalb dessen das Horizontalpendel, an dessen stationärer Masse zu diesem Zwecke zwei Induktionsspulen angebracht sind, seine Schwingungen ausführt. Diese Induktionsspulen sind konaxial an den beiden Seitenflächen der stationären Masse so angeschraubt, daß ihre Achsen parallel zur Schwingungsrichtung des Pendels liegen und durch dessen Schwingungsmittelpunkt hindurchgehen. Die oben beschriebene durchbohrte stationäre Masse wird jetzt durch eine massive parallelepipedische ersetzt (Fig. 6).

Die Enden der Wicklungen der Induktionsspulen stehen unter Vermittlung je zweier schmaler, nur 0,02 mm dicker Silberstreifen S_1 und S_2, die in unmittelbarer Nähe der Drehungsachse angebracht sind, mit je einem auf der Grundplatte isoliert aufgesetzten Klemmenpaar in Verbindung, von denen in der Figur nur das eine Paar K_1, K_2 sichtbar ist.

Diese an der stationären Masse befestigten beiden Induktionsspulen schwingen frei mit sehr geringem Zwischenraum in dem radial verlaufenden Feld je eines der aus bestem schwedischen Schmiedeeisen gefertigten Elektromagnete E_1, E_2 (Topfmagnete), die nach Entfernung des Projektionsmikroskops und seines Fußes N symmetrisch zu beiden Seiten der stationären Masse angebracht sind. Um eine gute Ventilation der von den Eisenzylindern umschlossenen Erregungsspulen zu erzielen, sind in diese je vier Längsschlitze eingefräst. Die Enden der Magnetisierungsspiralen führen zu zwei isoliert auf der Grundplatte aufgesetzten Klemmenpaaren, von denen nur das eine K_3, K_4 in der Figur sichtbar ist. Als Material für die Spulenkörper der Induktionsspulen ist absichtlich kein isolierendes Material, sondern Messing gewählt worden, um so auf bequemste Weise, nämlich auf elektromagnetischem Wege, die erforderliche Dämpfung (Dämpfungsverhältnis gleich 5 bis 15) für die Schwingungen des Pendels zu erreichen. Auch bei Anwendung der mikrophotographischen Registrierung wurde zur Erzielung passender Dämpfung stets der eine am Gestell verbleibende Elektromagnet erregt.

Die Aufzeichnung der Ströme, die infolge der Bewegung der mit dem Felsen in starrer Verbindung stehenden Elektromagnete gegen die von der stationären Masse getragenen Induktionsspulen in diesen induziert werden, erfolgte mittels eines Elektromagnet-Saitengalvanometers, dessen Platinfaden mit Rücksicht auf die Kürze der Perioden der zu registrierenden Schwingungen auf eine Eigenschwingungsdauer von etwa 0,0015 Sekunde eingestellt war.

Für die Untersuchungen der Erschütterungen des Felsens im Umlaufstollen waren der Dreipendelapparat sowie das Horizontalpendel mit magneto-induktiver Registrierung in einem gußeisernen, wasserdicht verschließbaren Kasten nach ihrer Justierung unverrückbar angeschraubt und durch ein 16adriges Kabel mit der etwa 300 m entfernten, auf der andern Seite der Talsperre gelegenen Beobachtungsstation verbunden. Der Kasten war $1\frac{1}{2}$ m hinter der Wand des Umlaufstollens in den Fels auf das sorgfältigste allseitig einbetoniert, so daß Apparate und Fels ein einheitlich zusammenhängendes starres Ganzes bildeten.

Die Lage des Kastens im Felsen ist aus der in Fig. 7 wiedergegebenen Blitzlichtaufnahme zu erkennen, die den Kasten nach dem Einbau und der Justierung der Instrumente vor dem endgültigen Aufschrauben des Deckels darstellt. Im oberen Teile sieht man den Dreipendelapparat mit seinem abgeschlossenen Gehäuse, im unteren Teil das Horizontalpendel. Der Deckel selbst ist in der Photographie vorn vor der Höhlung auf dem Gerüst liegend sichtbar. Auf der rechten Seite sieht man die Einführung des Kabels in den Kasten.

Theorie der magneto-induktiven Registriermethode. Bei der Bewegung der Induktionsspulen im magnetischen Feld wird in ihnen eine elektromotorische Kraft induziert, die in jedem Augenblick der Relativgeschwindigkeit des Bodens gegen die Mitte der Spule proportional ist. Unter der Voraussetzung, daß Kapazität und Selbstinduktion der Leitungen und Induktionsspulen sehr klein sind, und daß die Eigenperiode der Saite des Saitengalvano-

meters gegenüber der der zu messenden Schwingungen zu vernachlässigen ist, das Saitengalvanometer also genau den Momentanwert des induzierten elektrischen Stromes verzeichnet, sowie unter der weiteren für unser Instrument fast genau zutreffenden Voraussetzung, daß die Spulenachse durch den Schwingungsmittelpunkt des Horizontalpendels geht, gestaltet sich die Berechnung der registrierten Kurven in der Hauptsache folgendermaßen. Es bedeuten in:

- t die Zeit in Sekunden,
- s die Ablenkung eines Bodenteilchens aus seiner Ruhelage zur Zeit t, ausgedrückt in mm,
- a den zu registrierenden Galvanometerausschlag in mm,
- i die diesem Ausschlag entsprechende Stromstärke in Ampere,
- c die Galvanometerkonstante, d. h. die Stromstärke in Ampere, die im Diagramm einer Ordinate von 1 mm entspricht,
- W den Widerstand des aus Induktionsspule, Leitung und Galvanometer gebildeten Stromkreises,
- E den Momentanwert der durch die Bodenbewegungen in den Windungen der Induktionsspule induzierten elektromorischen Kraft,
- N die Windungszahl der Induktionsspule,
- l die Länge einer beliebigen Windung der Induktionsspule,
- H die Feldstärke des Elektromagneten an dem Orte dieser Windung.

Da bei unserer Anordnung das Feld der Elektromagnete radial verläuft, also die Feldstärke von innen nach außen in konzentrischen Schichten umgekehrt proportional dem Durchmesser derselben abnimmt, und da andererseits die Länge einer Windung in demselben Verhältnis von innen nach außen zunimmt, so ersieht man leicht, daß bei einer bestimmten Erregerstromstärke für jeden Punkt des Feldes das Produkt $H \cdot l$ denselben Wert besitzt. Die Bestimmung des Wertes $H \cdot l$ in Funktion der Erregerstromstärke erfolgte mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers und einer besonders gestalteten Induktionsspirale.

Ist nun zur Zeit t die Relativgeschwindigkeit eines Felsteilchens gleich $\frac{ds}{dt}$ in mm pro Sekunde, also in cm pro Sekunde gleich $\frac{ds}{dt} 10^{-1}$, so wird in diesem Moment in den N Windungen der Induktionsspule eine elektromotorische Kraft induziert von der Größe

$$E = HlN \frac{ds}{dt} 10^{-1} \text{ (CGS)}$$

oder in Volt gemessen von

$$E = HlN \frac{ds}{dt} 10^{-9} \text{ Volt.}$$

Die das Galvanometer durchfließende Stromstärke i hat also den Momentanwert

$$i = \frac{HlN}{W} \frac{ds}{dt} 10^{-9} \text{ Ampere.}$$

Da nun $i = ca$ ist, so folgt für den Galvanometerausschlag a zur Zeit t

$$a = \frac{HlN}{Wc} \frac{ds}{dt} 10^{-9}.$$

Hieraus ergibt sich

$$ds = \frac{Wc}{HlN} a\,dt \cdot 10^{9}$$

und durch Integration

$$s = \frac{Wc}{HlN} 10^{9} \cdot \int_0^t a\,dt.$$

Nun ist aber $\int_0^t a\,dt$ nichts anderes als die Fläche F der vom Saitengalvanometer registrierten Kurve in qmm, die leicht durch Planimetrierung bestimmt werden kann, zur Zeit t. Es folgt also schließlich für die Größe der Bodenverschiebungen

$$s = \frac{Wc}{HlN} 10^{9} F.$$

Rechnet man W in Ohm, c in Amp./mm, t in Sek., $H \cdot l$ in CGS-Einheiten, so ergibt sich s in mm.

Wesentlich einfacher gestaltet sich natürlich die rechnerische Auswertung reiner Sinusschwingungen, wie sie sich aus den bei unseren Versuchen an der Talsperre gewonnenen Diagrammen in der Regel ergeben haben, weil dann auch das Saitengalvanometer eine Sinusschwingung aufzeichnet, bei der allein die Amplitude und die Periode ausgemessen zu werden braucht, während ein Planimetrieren überflüssig wird. Für eine Sinusschwingung gilt bekanntlich die Beziehung

$$s = s_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right).$$

Hierin bedeuten s die Ausweichung eines Felsteilchens zur Zeit t, s_0 seine Amplitude und T die in Sekunden gemessene Periode der Felsschwingungen. Durch Einführung dieses Wertes von s in die obige Gleichung ergibt sich

$$s_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) = \frac{Wc}{HlN} 10^{9} \int_0^t a\,dt$$

und durch Differentiation

$$a = \frac{HlN}{Wc\,10^{9}} s_0 \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right).$$

Die größten numerischen Werte a_0 des Galvanometerausschlags treten auf zu den Zeiten, für die $\cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) = \pm 1$ ist. Dann wird

$$a_0 = \frac{HlN}{Wc\,10^{9}} s_0 \cdot \frac{2\pi}{T},$$

und hieraus folgt schließlich

$$s_0 = \frac{Wc}{HlN} \frac{T}{2\pi} \cdot 10^{9} \cdot a_0.$$

Ist die Periodenzahl der zu messenden Schwingungen, wie dies tatsächlich bei unseren Versuchen der Fall war, so groß, daß sie sich der Eigenperiodenzahl des Galvanometerfadens nähert, oder daß Kapazität und Selbstinduktion in den Leitungen und Induktionsspulen nicht mehr vernachlässigt werden dürfen, so tritt eine Modifikation der Rechnungsmethode ein, deren Entwicklung und Diskussion an anderer Stelle gegeben werden soll. Dort werden auch die Ergebnisse unserer gesamten Untersuchung mitgeteilt und die Anwendbarkeit unserer Methoden auf Probleme der eigentlichen Seismometrie [1] gezeigt werden.

Zum Schlusse mögen der Anschaulichkeit wegen aus der großen Anzahl der bei den Versuchen gewonnenen Diagramme hier nur vier reproduziert werden. Die ersten beiden sind bei den Vorversuchen im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule erhalten worden. Hierbei war das Horizontalpendel auf einem starken Tisch aufgestellt, der auf einem isoliert fundierten Steinpfeiler ruhte. Diagramm Nr. 27 (Fig. 8) stellt die mittels der mikrophotographischen Registriermethode aufgenommenen Erschütterungen des Tisches dar, die dadurch künstlich hervorgerufen wurden, daß gegen die Tischkante mit dem Finger ein ganz leiser Stoß in horizontaler Richtung ausgeführt wurde; auf Diagramm Nr. 31 (Fig. 8) ist dieselbe Erschütterung gleichzeitig sowohl mittels der mikrophotographischen, wie mittels der magneto-induktiven Methode auf demselben Papierband aufgezeichnet. Da die nach der magneto-induktiven Methode aufgezeichnete Kurve die Geschwindigkeit der Bewegung darstellt, eilt sie der anderen Kurve, wie aus der Figur deutlich ersichtlich, um eine Viertelperiode voraus. Die Registriergeschwindigkeit sowie die Vergrößerung der auf mikrophotographischem Wege gewonnenen Kurve sind auf beiden in $^1/_3$ natürlicher Größe reproduzierten Diagrammen angegeben. Fig. 9 gibt in natürlicher Größe ein Bild von zwei an der Talsperre bei verschiedenen Abflußverhältnissen gewonnenen Diagrammen, und zwar stellt Diagramm Nr. 151 eine Felsschwingung von der Periode $T = 0{,}0008$ Sek. und der Amplitude $s_0 = 0{,}00045$ mm und Diagramm Nr. 157 eine solche von der Periode $T = 0{,}0290$ Sek. und der Amplitude $s_0 = 0{,}0019$ mm dar. Die schwarzen Querstreifen sind die von dem 0,2-Sekundenpendel verzeichneten Zeitmarken.

Eine eingehendere Diskussion dieser sowie aller anderen erhaltenen Kurven wird erst später bei der Veröffentlichung des gesamten Beobachtungsmaterials an anderer Stelle gegeben werden, wo auch genauere Angaben über alle Einzelheiten der Messungen gemacht werden sollen. Hier möge vorläufig nur mitgeteilt werden, daß es sich bei den durch den Wasserabsturz hervorgerufenen Erschütterungen nicht um aufgezwungene, sondern im wesentlichen um freie elastische Schwingungen des Felsmassivs handelt, die durch den Aufprall des Wassers ausgelöst werden. Beobachtet wurden Schwingungen von zehn verschiedenen Perioden, die häufig übereinander gelagert waren und bisweilen Schwebungen bildeten, und von denen je nach der Art des Wasserabflusses bald die einen, bald die andern mehr oder weniger hervortraten.

Physikal. Institut der Technischen Hochschule zu Berlin.

(Eingegangen 22. Oktober 1909.)

1) Unser Horizontalpendel mit magneto-induktiver Registrierung war bereits angefertigt und längere Zeit in Gebrauch, als ich davon Kenntnis erhielt, daß auch Fürst B. Galitzin die magneto-induktive Registrierung anwende. Aus seiner im Dezember des Jahres 1907 mir freundlichst von ihm übersandten Abhandlung „Die elektromagnetische Registriermethode", Petersburg 1907, Sonderabdruck aus den Nachrichten der seismischen Kommission, Band III, Lieferung I, ersah ich aber, daß seine Versuchsanordnung, besonders wegen der Anwendung der langsam schwingenden Drehspulgalvanometer, ausschließlich für sinusförmige Erdbebenwellen längerer Periode anwendbar, dagegen für Schwingungen so kleiner Periode, wie sie bei unseren Versuchen in Frage kamen, nicht brauchbar ist.

Friedrich Dessauer (Aschaffenburg), Röntgen-Aufnahmen in kurzen Zeiten.

Kürzlich wurde von medizinischer Seite das Problem aufgestellt, Röntgenaufnahmen in etwa $^1/_{100}$ Sekunde zu machen. Das Problem hat für die Medizin eine große Bedeutung. Von der Herzpulsation und der Pulsation des arteriellen Systems gehen rhythmische Stöße aus, welche zahlreiche Organteile des menschlichen Körpers, insbesondere die Brust und Baucheingeweide in leichte Vibrationen versetzen. Diese Vibrationen verhindern die Möglichkeit, die Strukturen dieser Organe im Röntgenbilde darzustellen in vielen Fällen. Könnte man die Expositionszeit so abkürzen, daß sie in bezug auf die Dauer einer Pulsation sehr klein würde, so wären dadurch die diagnostischen Möglichkeiten des Verfahrens vermehrt.

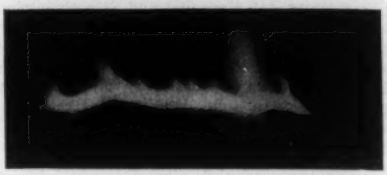
Die Amplitude der Schwingung beträgt beim Herzen etwa 10 mm pro halbe Sekunde, bei anderen Organen geht sie bis auf einen winzigen Bruchteil eines Millimeters zurück, je nachdem sie im Körper so befestigt sind, daß sie die Schwingung mehr oder weniger mitmachen können, bezw. sie dämpfen. Dementsprechend nahm ich die Expositionszeit, während deren Röntgenstrahlen das betreffende Organ darstellen sollten, mit etwa einer $^1/_{100}$ Sekunde an.

Es gibt zwei Wege zur Lösung des Problems. Entweder die Belastung einer Röhre

mit außerordentlicher Wucht und die Betätigung eines undurchlässigen Momentverschlusses nach Art der Photographie-Momentverschlüsse, oder ein Verfahren, das die Röhre eben während der Dauer von etwa einer $^1/_{100}$ Sekunde mit außerordentlicher Helligkeit aufleuchten läßt.

Zunächst ließ ich mir von den Veifa-Werken in Aschaffenburg und Frankfurt a/M. ein Induktorium besonderer Art bauen, dessen magnetische Dimension sehr groß war, so, daß es in der üblichen Schaltung mit einem entsprechenden Kondensator an der Unterbrechungsstelle, einen Stromstoß von $^1/_{200}$ bis $^1/_{60}$ Sekunde Dauer durch eine mittelharte Röntgenröhre lieferte. Die Zeitdauer dieses Aufleuchtens der Röntgenröhre wurde wie folgt gemessen. Auf der Peripherie einer Kreisscheibe vom Umfang $2r\pi$ Zentimeter, welche mit einer konstanten genau ablesbaren Umdrehungsanzahl n pro Sekunde rotierte, war ein in schwarzes Papier eingehülltes Filmband befestigt. Vor dem Ganzen stand ein Bleiblech mit einem 1 mm breiten Schlitz, durch welchen die X-Strahlen auf das vorbeilaufende Film fielen. Wenn die Breite des Schlitzes zu vernachlässigen ist, wie das hier der Fall war, so ergibt sich für die Zeit t_x der Belichtungsdauer $t_x = \frac{l}{2r\pi n}$ Sekunden, wo l die Breite des nach der Entwicklung sichtbaren Bandes in Zentimetern bedeutet. Um die außerordentliche Entladungswucht des Schlages zu erhalten, die zu dem genannten Zwecke notwendig war, mußte ich eine zuverlässige und stark beschleunigte Unterbrechung des Primärstromes herbeiführen. Zunächst baute ich mir eine Maschine, durch die ich unter Petroleum oder Alkohol einen Metallstift mit sehr großer Geschwindigkeit aus Quecksilber herausreißen konnte. Dieses Verfahren hat aber durch die Tropfenbildung des Quecksilbers eine Grenze, da mit wachsender Geschwindigkeit die Aspiration des Quecksilbertropfens zunimmt und die Resultate ganz ungleichmäßig ausfallen. Ich besann mich daher auf einen anderen Vorgang, der eine große Beschleunigung der Stromzerreißung bewirken könnte und kam auf den Gedanken, eine kleine Explosion zu diesem Zweck herbeizuführen.

Ein genau kalibrierter Metallfaden wurde mit einer dicken Hülle eines Feuchtigkeit haltenden Materials (Gemische von Gips, Ton, Schmirgel u. dergl.) umhüllt und in den Stromkreis des Induktoriums geschaltet. Beim Einschalten des Stromes bildet sich um den auf Schmelztemperatur überhitzten Faden Wasserdampf, dessen Druck rasch steigt und der nach kurzer Zeit mit einer lebhaften Detonation den Schmelzkörper zum Zerfliegen bringt. Die feinen Staubteilchen der zerplatzenden Schmelzpatrone löschen den Selbstinduktionsfunken und ich bekam in der Sekundärspule Induktionsstöße, wie sie wohl in dieser Stärke bis jetzt noch nicht gesehen worden sind (Figur).



Das Flammenband überbrückt eine Distanz von 40—50 cm. Der Ausschlag elektromagnetischer, durch Öldämpfung aperiodisierter Milliamperemeter ging jeweils über die Skala hinaus, obwohl mir solche bis 200 Milliampere zur Verfügung standen. Die Röhre blitzt hell auf und die auf diese Weise gewonnenen Aufnahmen, insbesondere des Brustkorbes, zeigten eine wie mit spitzem Bleistift gezogene Herzgrenze, desgleichen eine Fülle von Struktur des bronchialen Gewebes und der Lunge.

Deutlich erkennt man auf dem zur Messung der Zeit, wie oben geschildert hergestellten Film den geschichteten Charakter des Intensitätsstoßes. Man kann je nach Umständen 2, 5 bis 10 und darüber durch vollständig lichtlose Zonen unterteilte Intensitätsstöße bemerken.

Das Verfahren hat für die medizinische Anwendung der Röntgenologie eine große Bedeutung insofern, als die sämtlichen Vorbereitungen zur Ruhigstellung des Patienten und der ganze komplizierte Mechanismus der Unterbrechungsvorrichtungen in Wegfall kommen. Mit diesem Verfahren stellten P. H. Eijkman und ich die Röntgenkinematographie des schlagenden menschlichen Herzens her, die über jede einzelne Phase der Herzbewegung deutlich Aufschluß gibt.

(Eingegangen 1. Oktober 1909)

St. Meyer (Wien), Eine Verbesserung am Engler-Sievekingschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwassern.

Donnerstag, den 23. Sept. 1909, demonstrierte in der Ausstellung der Naturforscher-Versammlung in Salzburg Stefan Meyer-Wien eine neue Form eines Fontaktometers, welche er in Gemeinschaft mit H. Mache als „Eine Verbesserung am Engler-Sievekingschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern“ angegeben hat (vergl. Zeitschr. f. Instrumentenkunde, März 1909, S. 65).

Nach dem Verfahren von C. Engler und H. Sieveking[1]) wird eine bestimmte Menge des zu untersuchenden Wassers in eine große, durch einen Kautschukpfropfen luftdicht verschlossene Blechflasche gebracht und durch kurzdauerndes, kräftiges Schütteln die im Wasser enthaltene Emanation in den Luftraum der Flasche übergeführt. Dann wird der Pfropfen entfernt, eine mit einem Blattelektrometer verbundene Elektrode eingeführt und so die Flasche selbst als Meßraum benützt. Doch ist der Apparat in der Form, wie ihn Günther & Tegetmeyer in Braunschweig als „Fontaktoskop" in den Handel bringen für Messungen, die auf die nach der Zirkulationsmethode Elster-Geitels erreichbare Genauigkeit Anspruch machen, nicht geeignet. Zwar wird nach Einführung der Elektrode die Flasche durch das auf ihren Hals aufgesetzte Blattelektrometer wieder verschlossen, doch wird in der Zeit, während welcher die Flasche offen steht, und die Elektrode des erwähnten Apparates eingeführt wird, durch Strömungen ein nicht zu vernachlässigender und ganz unberechenbarer Bruchteil der Emanation verloren gehen, – besonders dann, wenn die Flasche erwärmt ist, wie dies bei Untersuchung einer Thermalquelle der Fall sein kann.

Die im folgenden geschilderte Konstruktion vermeidet diesen Fehler der Engler-Sieveking'schen Anordnung und bietet den Vorteil noch rascherer Handhabung.

Ein etwa 15 Liter fassendes zylindrisches Gefäß G aus Zinkblech (Fig. 1) ist mit zwei Hähnen H_1, H_2, einem weiten, dicht verschraubbaren Tubus T, einem Wasserstandszeiger W und einem Ansatzstück N versehen. Der Ansatz N besteht aus einem Rohrstück, das unten eine verstärkte, konisch durchbohrte Platte enthält. In die konische Bohrung paßt dicht ein Messingkonus K_1, der nach oben und unten Stifte A und A_1 trägt. Der obere Teil A hat bei K_2 eine kleine, konisch nach oben verlaufende Verdickung und ist bei S ein kurzes Stück geschlitzt. Der ganze bei der späteren Messung als Zerstreuungskörper dienende Stift AA_1 wird zunächst durch einen kleinen Sperr-Reiber R dicht in der Bohrung festgehalten.

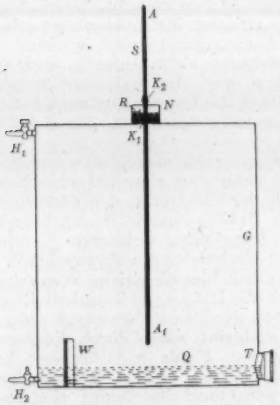


Fig. 1.

Die Quellprobe Q (etwa 1 Liter) wird am einfachsten bei H_2 unter Offenhaltung von H_1 mittels eines bei H_2 angebrachten in die Quellprobe reichenden Schlauches vorsichtig eingehebert; dann werden die Hähne geschlossen und das Gefäß kräftig geschüttelt, so daß die Emanation sich im Gleichgewichte in G verteilt. Tritt dabei (z. B. bei kohlensäurehaltigen Wassern) im Gefäße ein Überdruck ein, so wird durch Öffnen von H_2 und Ausfließenlassen von Wasser in ein Meßgefäß derselbe ausgeglichen.

Hierauf wird der Sperr-Reiber R weggedreht und das Elektroskop (Fig. 2) mittels eines an

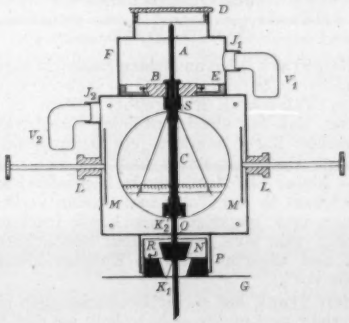


Fig. 2.

N dicht anschließenden Rohransatzstückes P aufgesetzt. Dabei tritt der Stift A durch den durchbohrten Blättchenträger C des Elektroskopes. Dann wird der Stift A nach Öffnung des Deckels D in die Höhe gezogen, bis der Konus K_2 dicht in der entsprechenden Erweiterung des Endes des Blättchenträgers anliegt. Stift A paßt genau in die Bohrung des Blättchenträgers und wird durch die Federung des bei S angebrachten Schlitzes vollkommen sicher festgehalten.

Schließlich wird der Zerstreuungskörper bei A mit einer Zambonischen Säule geladen und der Strom bei aufgesetztem Deckel D in

1) Zeitschr. f. Elektrochem. 11, 714, 1905; diese Zeitschr. 6, 700, 1905.

der üblichen Weise aus der Kapazität des Apparates und der Geschwindigkeit des Potentialabfalles bestimmt.

Der erhaltene Wert ist um einen Betrag zu erhöhen, der dem im Wasser verbliebenen Emanationsrest entspricht, hingegen um den Teilbetrag, welcher der natürlichen Zerstreuung und der Induktion entspricht, zu vermindern.

Das hier verwendete Elektroskop unterscheidet sich von den bekannten Formen, wie sie z. B. Günther & Tegetmeyer liefern, wesentlich durch den durchbohrten Blättchenträger. Die Bernsteinisolation B befindet sich am oberen Ende des letzteren; sie wird durch den Ring E und entsprechende Schräubchen gehalten, und über ihr befindet sich der vom Deckel D geschlossene kurze Schutzzylinder F, der noch bei $\mathcal{F}_1$ einen Ansatz mit einsetzbarer gläserner Natrium-Trockenvorlage V_1 enthält. Zur Trockenhaltung der unteren Bernsteinfläche ist am Elektroskopgehäuse ein analoger Ansatz $\mathcal{F}_2 V_2$ angebracht.

Der Boden des Elektroskopgehäuses hat bei O eine Kreisöffnung, die zur Vermeidung von Luftzirkulation klein gehalten ist.

Es wurde Wert darauf gelegt, den Apparat tunlichst luftdicht zu gestalten, zu welchem Zwecke nicht nur P gut über N passen muß, sondern auch die Schieber der Blättchen-Schutzbacken M bei L durch kleine Stopfbüchsen geführt sind, das Elektroskopgehäuse gut verschraubt (eventuell mit Paraffin an den Fugen verschmolzen) wird und die Glasfenster in die Messingdeckplatten eingelassen und eingekittet sind.

Bei den gewählten Maßen beträgt die Kapazität der Meßanordnung etwa 12 cm.

Für den Transport sind für die Öffnungen bei $\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2$ und P noch kleine Deckel ähnlich D beigegeben.

Das Instrument wird von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig geliefert.

(Eingegangen 8. Oktober 1909.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zu den Beobachtungen an positiven Strahlen des Quecksilbers.

Von W. Wien.

Herr Stark [1]) hat an meinen Beobachtungen [2]) an positiven Strahlen des Quecksilbers in sehr hohem Vakuum Kritik geübt, indem er behauptet, daß ich überhaupt keine Kanalstrahlen beobachtet hätte, sondern „ein Dampfstrom riß aus dem Entladungsraum und aus dem unmittelbar hinter der Netzkathode liegenden Raum, in welchem in der Tat Kanalstrahlen verliefen, positive und negative Ionen sowie leuchtende Teilchen mit sich fort in den Beobachtungsraum und täuschte hier ein Kanalstrahlenphänomen vor".

Herr Stark hat meine Beobachtungen nicht wiederholt und mußte sich deshalb auf das Aussprechen bloßer Vermutungen beschränken.

Die Kanalstrahlen gaben sich an der Glaswand durch ihre charakteristische Fluoreszenz zu erkennen.

Für die Beurteilung der Dampfdruckverhältnisse in der von mir gebrauchten Röhre kommt nicht nur die Temperatur der durch Eis gekühlten Röhre in Betracht, sondern in erster Linie noch der Umstand, daß vor dem Beobachtungsraum ein weites Seitenrohr angesetzt war, das mit Kohle gefüllt war und in flüssige Luft tauchte. Dieses Gefäß nahm die letzten Reste des Quecksilberdampfes auf, soweit er nicht durch die Eiskühlung kondensiert war.

Die Bestimmung des in dem Beobachtungsraum jetzt noch herrschenden Druckes ist quantitativ nicht möglich. Die Gasreste hatten etwas weniger als ein Hunderttausendstel Millimeter Druck. Qualitativ kann man sich ein Urteil bilden über die Drucke, die noch im Beobachtungsraum herrschen, wenn man Entladungen hindurchzuschicken versucht. Gewöhnliche Entladungen zwischen Metallelektroden gehen durch den Beobachtungsraum auch während der Heizung überhaupt nicht hindurch, auch wenn die Eisenröhre, aus der nach der Meinung des Herrn Stark der Quecksilberdampf in den Beobachtungsraum strömen soll, die eine Elektrode bildet.

Dagegen erhält man Spuren von Kathodenstrahlen, wenn man einen Pol eines Teslaapparates mit der Eisenröhre, den anderen mit dem außen an die Glaswand des Beobachtungsraumes gelegten Stanniolring verbindet. Leuchten des Gases ist hierbei kaum wahrzunehmen.

Man erhält hier die gleiche Wirkung, gleichgültig ob die Heizung in Tätigkeit ist und den Strom von Hg-Dampf hervorruft oder ob die Röhre kalt bleibt, sobald durch die gemeinsame Wirkung von Kohle und flüssiger Luft das äußerste Vakuum erreicht ist. Nachweisbare Spuren von Quecksilberdampf sind also nicht in den Beobachtungsraum gelangt.

Demnach entbehren die Behauptungen des Herrn Stark jeder Begründung.

(Eingegangen 1. November 1909.)

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 752, 1909.
2) Ann. d. Phys. **30**, 349, 1909.

BESPRECHUNGEN.

Fr. Strobel, Register zu Band 16 bis 30 (1892—1906) der Beiblätter zu den Annalen der Physik. gr. 8. VI u. 690 S. Leipzig, J. A. Barth. 1909. M. 20.—

Zu den Beiblättern, die jetzt im 33. Jahrgange erscheinen, gab es bisher nur ein Generalregister über die ersten 15 Bände in Gestalt eines einfachen Namenregisters, das zu jedem Namen nur die Stellen enthielt, an denen ein Aufsatz des betreffenden Verfassers besprochen oder in der Literaturübersicht aufgeführt war. Herr Buchhändler Fr. Strobel in Jena, der dieses erste Namenregister verfaßt hatte, hat sich der großen Mühe unterzogen, auch für die nächsten 15 Bände ein Namenregister zu bearbeiten, aber in einer wesentlich brauchbareren Form als das frühere. Das neue Register enthält nämlich hinter dem Autornamen nicht bloß Band- und Seitenzahl des Referats, sondern auch den Titel der besprochenen Arbeit, und erfüllt damit den eigentlichen Zweck eines Registers, eine gesuchte Arbeit sofort finden zu lassen, im Gegensatze zu dem früheren Register, bei dem das Auffinden nicht ohne wiederholtes Nachschlagen in den einzelnen Bänden möglich war. Daß dadurch bei der Aufnahme von nahezu 30000 Titeln das Register zu einem umfangreichen und kostspieligeren Werke geworden ist, muß man mit der zweckmäßigeren Ausführung in Kauf nehmen. Dieses Anwachsen des Umfanges ist die Veranlassung gewesen, den Stoff in anderer Beziehung zu beschränken; das Register erstreckt sich nur auf die referierten, nicht auch, wie das frühere, auf die in der Literaturübersicht genannten Arbeiten, eine Einschränkung, die vielleicht nicht jedem willkommen sein wird, die aber schließlich in Rücksicht auf die Raumersparnis doch wohl zu billigen ist. Die große Sorgfalt, die der Verfasser auf die Bearbeitung, besonders auch auf die genaue Kontrolle der Namen und Vornamen, verwandt hat, ebenso wie der splendide Satz, in dem das Register ausgeführt ist, können nur mit rühmender Anerkennung hervorgehoben werden, wenn es auch tatsächlich unmöglich ist, alle Schreib- und Druckfehler, die sich in eine solche umfangreiche Referierarbeit einschleichen, bei der Herstellung eines Registers nachträglich wieder auszumerzen. Sicherlich aber werden alle, die sich der Beiblätter bei ihrer wissenschaftlichen Arbeit bedienen, das Erscheinen dieses Bandes mit Freude begrüßen und seinem Verfasser für seine Mühe Dank wissen. W. König.

Herausgabe der Abhandlungen berühmter Physiker.

Pierre Curie, Oeuvres publiées par les sciences de la société française de physique. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Viel zu früh hat das noch zu den schönsten Hoffnungen berechtigende Leben P. Curies durch eine Kombination unglücklicher Umstände sein Ende gefunden. Der stattliche Band, der das vorzeitig beschlossene Lebenswerk des Entdeckers des Radiums enthält, legt beredtes Zeugnis ab von dem reichen Wissen und der vielseitigen Begabung Curies, denn von rein theoretischen bis zu rein konstruktiven Arbeiten finden wir jeden Übergang. Das Schwergewicht seiner Arbeiten liegt im Gebiete der Kristallphysik. Im einzelnen auf den reichen Inhalt des Bandes einzugehen, gestattet der hier verfügbare Raum nicht; es genüge zu sagen, daß die Société française de physique eine überaus dankenswerte und sie selbst ehrende Tat vollbracht hat, indem sie die Arbeiten eines ihrer verdienstvollsten Mitglieder als bleibendes Denkmal für denselben sammelte. Die von Frau Curie verfaßte Vorrede enthält eine mit großer Geschicklichkeit der Darstellung abgefaßte und von den wärmsten Gefühlen getragene Lebensbeschreibung P. Curies, die niemand ohne ein verdoppeltes Gefühl des Bedauerns darüber aus der Hand legen wird, daß das Leben dieses ausgezeichneten Mannes gerade in dem Augenblicke enden mußte, da er nach Überwindung zahlreicher Schwierigkeiten die Früchte seines bisherigen Strebens hätte ernten können.

E. Bose.

L. Boltzmann, Wissenschaftliche Abhandlungen. Im Auftrage und mit Unterstützung der Akademien der Wissenschaften zu Berlin, Göttingen, Leipzig, München, Wien herausgegeben von F. Hasenöhrl. I. Band. (1865 bis 1874.) gr. 8. VIII u. 652 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. M. 18.40, gebunden M. 20.—

Haben wir in P. Curies gesammelten Arbeiten das Lebenswerk eines Mannes vor uns, dessen voller Entwickelung ein viel zu frühes Ende vorzeitig ein Ziel gesetzt hat, so werden die gesammelten wissenschaftlichen Abhandlungen Boltzmanns, deren 1. Band hier vorliegt, uns das umfassende Produkt eines langen und überaus reichen wissenschaftlichen Lebens vorführen, das bis zur vollsten Höhe seiner eminenten Leistungsfähigkeit sich zu entfalten Gelegenheit hatte. Eine Würdigung der Persönlichkeit Boltzmanns ist an dieser Stelle nicht angängig, und einer solchen bedarf es für unseren

Leserkreis auch nicht. Die Dankespflicht, welche die vereinigten Akademien gewissermaßen im Namen der physikalischen Wissenschaft durch die Herausgabe dieser Abhandlungen erfüllen, bedarf zudem keiner Begründung. Der vorliegende Band umfaßt das erste Jahrzehnt von Boltzmanns wissenschaftlichem Lebenswerk und enthält 31 Arbeiten, von denen ein nicht unbeträchtlicher Teil auch Experimentalarbeiten sind und das beredteste Zeugnis dafür ablegen, daß der große Theoretiker auch meisterhaft zu experimentieren vermochte.

Die Herausgabe des Ganzen liegt in den denkbarst besten Händen und es bleibt weiter nichts zu wünschen, als daß die weiteren Bände dem ersten in Bälde folgen mögen.

E. Bose.

H. A. Lorentz, Abhandlungen über theoretische Physik. 1. Band. Lex.-8. IV u. 489 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden in Leinen M. 17.—

Haben wir es bei den gesammelten Arbeiten Curies und Boltzmanns mit pietätvollen Zusammenstellungen der wissenschaftlichen Publikationen verstorbener Forscher zu tun, so erfüllt uns beim Anblick des 1. Bandes der Lorentzschen Abhandlungen sogleich das Gefühl freudigster Genugtuung darüber, daß der Autor noch auf der vollen Höhe seines Schaffens steht. Dieser hocherfreulichen Tatsache verdankt denn auch die Sammlung durchaus ihr Gepräge. H. A. Lorentz bietet uns keineswegs die Gesamtheit seiner Publikationen dar, wie sie in Wirklichkeit erschienen sind, sondern er hat, von der chronologischen Reihenfolge abgehend und unter Auslassung des Unwesentlichen, sein bisheriges theoretisches Lebenswerk gesichtet, manches umgearbeitet, vieles neu hinzugefügt usw.; kurzum das Ganze verrät die unter steter Selbstkritik ordnende und glättende Hand des Erzeugers, die auch durch die Hand des besten Herausgebers bei posthumem Erscheinen der gesammelten Arbeiten eines Forschers weder ersetzt werden kann, noch werden dürfte. Den Lesern dieser Zeitschrift gegenüber bedarf es keines weiteren Wortes zur Empfehlung dieses stattlichen Bandes.

E. Bose.

V. Schaffers, La machine à influence, son évolution, sa theorie. 506 S. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Der Verfasser gibt im ersten Teil seines Werkes eine genaue Beschreibung der verschiedenen Influenzmaschinen, insbesondere werden behandelt die Maschinen von Holtz, Toepler, Voß, Kundt, Bleekrode, Wommelsdorf, Schwedoff, Righi, Wimshurst, Fuchs, Pidgeon; der zweite und dritte Teil des Werkes ist vorwiegend der Theorie gewidmet. Das Buch ist meist klar und anschaulich geschrieben, zahlreiche Figuren und Kurventafeln — insgesamt 197 — erleichtern das Verständnis, so daß die Lektüre dieses französischen Werkes auch deutschen Physikern empfohlen werden kann. — R. Lucas.

Berichtigungen.

Zu der Arbeit von J. Traube, Die Quadratwurzel der Atomgewichte, diese Zeitschr. 10, 667–670, 1909: Im Texte und in der Tabelle muß es heißen:

nicht $\sqrt{\Sigma A}$ sondern $\Sigma\sqrt{A}$.

Berichtigungen zum „Bericht über die Versammlung der British Association for the Advancement of Science Winnipeg, den 25. Aug. bis 1. Sept. 1909" (diese Zeitschr. 10, 762, 1909):

S. 772, Sp. 1, Z. 6 v. o. statt Integration zu setzen Interpretation,
Z. 6 v. u. „ Lore „ „ Love,
S. 773, Sp. 2, Z. 21 v. u. „ Ehrhardt „ „ Earhart,
S. 774, Sp. 1, Z. 32 v. o. „ Pointing „ „ Poynting,
Sp. 2, Z. 25 v. o. „ Zeleny „ „ J. Zeleny,
S. 775, Sp. 1, Z. 9 v. o. „ Pointing „ „ Poyntiug,
S. 776, Sp. 1, Z. 18 v. o. „ normaler „ „ von der.

W. Westphal und P. Pringsheim.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg der bisherige Abteilungsvorsteher für pharmazeutische Chemie am Chemischen Institut Gießen Dr. Oskar Keller für Chemie, speziell pharmazeutische und Nahrungsmittelchemie, an der Technischen Hochschule Charlottenburg der Direktor der Kriegs- und Schiff-technischen Abteilung der Siemens-Schuckert-Werke Elektroingenieur Otto Krell für Schiffselektrotechnik, an der Universität Heidelberg Dr. Hans Driesch für Naturphilosophie und Dr. Karl Ramsauer für Physik, an der Universität Krakau der Realschulprofessor Dr. A. Korczynski für anorganische Chemie, an der Böhmischen Technischen Hochschule Dr. J. Milbauer für Enzyklopädie der anorganischen Chemie, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. A. v. Brunn für Astronomie; an der Universität Göttingen Dr. M. Born für Physik.

Ernannt: An der Royal-University of Ireland Dr. Hugh Ryan zum Professor für Chemie, Dr. John A. Mc Clelland zum Professor für Experimentalphysik, und Dr. A. W. Conway zum Professor für mathematische Physik, der Privatdozent für Physik an der Universität Odessa Dr. A. R. Colley zum ord. Professor der Physik an der Universität Warschau.

Gesuche.

Große Metallfadenlampenfabrik

sucht zum baldigen Antritt tüchtigen

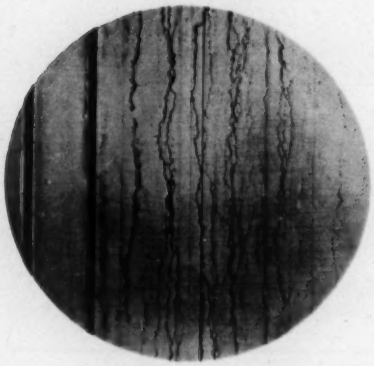
Physiker

mit abgeschloss. Hochschulbildung als Assistenten. Ausführl. Offerten mit Darlegung des Studienganges, Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Gehaltsansprüchen unter **S. H. # 308** an die Exp. ds. Blattes.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Brownsche Molekularbewegung.

Momentaufnahme auf fallender Platte mit aplanatischem Dunkelfeldkondensor von Zeiss.



Die Teilchen einer kolloidalen Lösung von Silber nach Carey Lea von ca. 20 $\mu\mu$ mittlerer Grösse beschreiben eine in der Fallrichtung von oben nach unten ausgezogene Kurve. Sie sind in den Momenten über- resp. unterexponiert, wo ihre Bewegungsimpulse in resp. entgegengesetzt der Fallrichtung liegen.

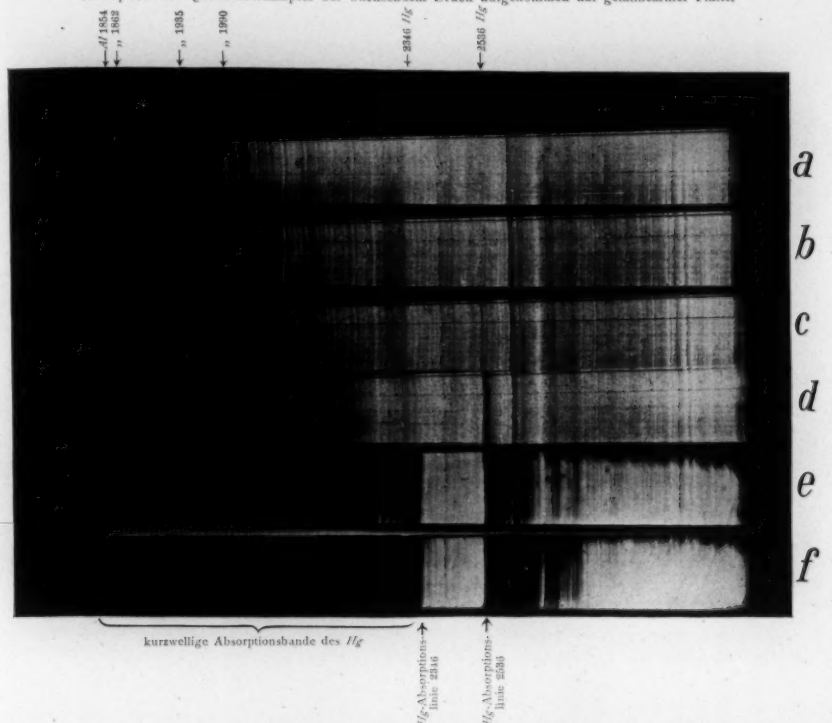
Die Leiter links ist die Zeitmarke (Spalt durch Wechselstrom beleuchtet). Die Sprossendistanz entspricht $^1/_{80}$ Sekunde.

Der schwarze Strich entspricht einem grösseren am Deckglase fest adsorbierten Teilchen.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

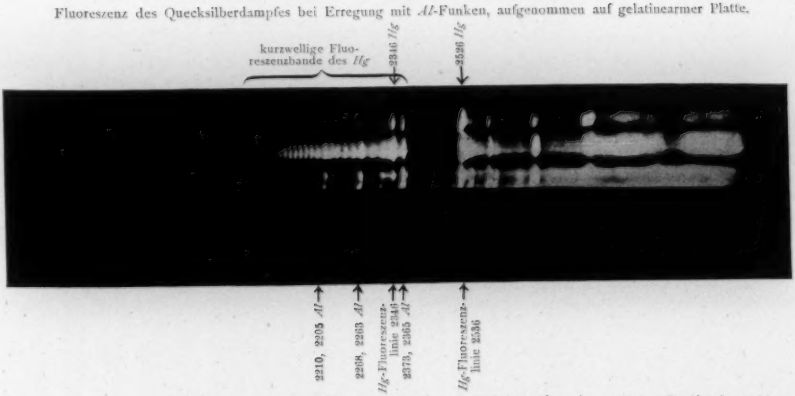
Absorption des Quecksilberdampfes bei wachsendem Druck aufgenommen auf gelatinearmer Platte.



In der ersten Aufnahme *a* (Absorptionsgefäß auf Zimmertemperatur) sind zum Vergleich die stärksten *Al*-Linien wiedergegeben.

Fig. 2.

Fluoreszenz des Quecksilberdampfes bei Erregung mit *Al*-Funken, aufgenommen auf gelatinearmer Platte.



Die stärksten Linien von zerstreutem Licht des *Al*-Funkens herrührend sind besonders im untersten Streifen bemerkbar; der nach längeren Wellen liegende Teil des Spektrums ist bei der gewählten Einstellung unscharf.

Fig. 3.

DEERFIELD
COLLEGE
LIBRARY

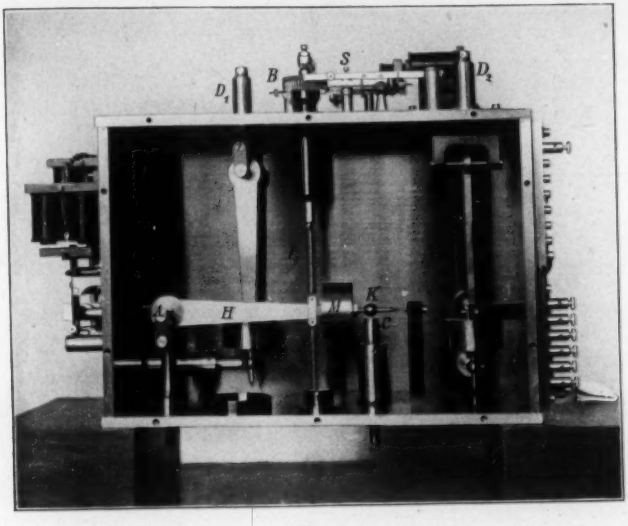


Fig. 1.

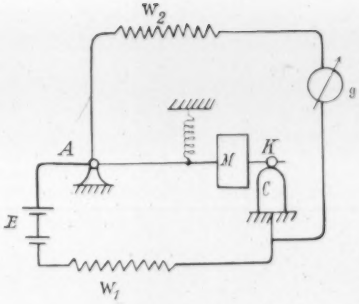


Fig. 2.

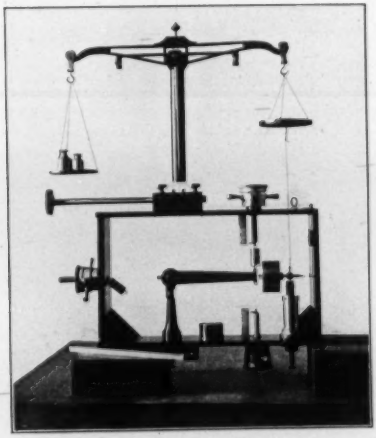


Fig. 3.

L. Grunmach, Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

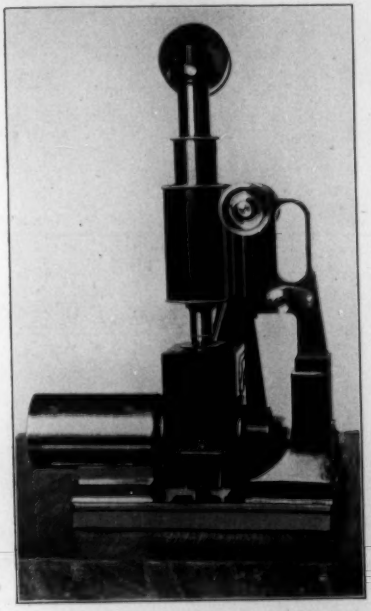


Fig. 4.

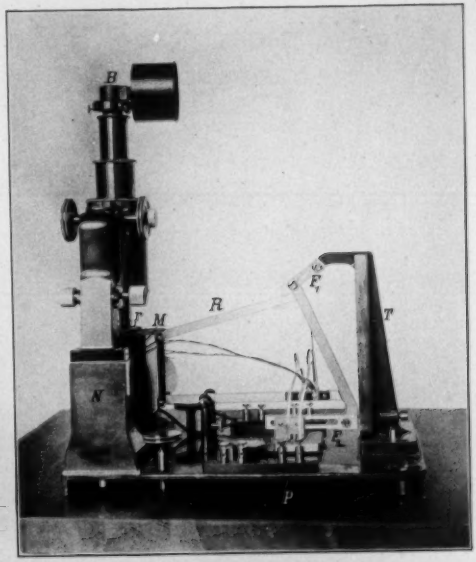


Fig. 5.

Fig. 7.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

BERLIN
LIBRARY

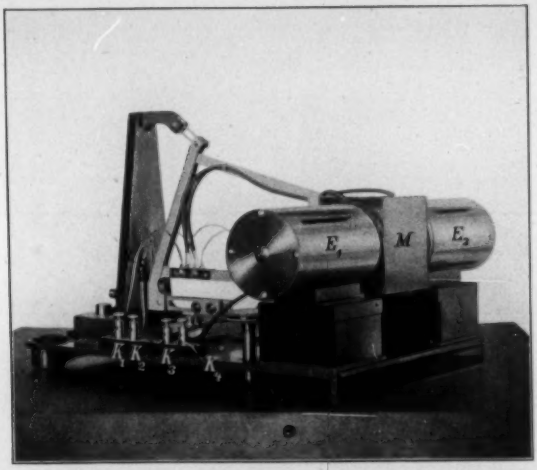


Fig. 6.

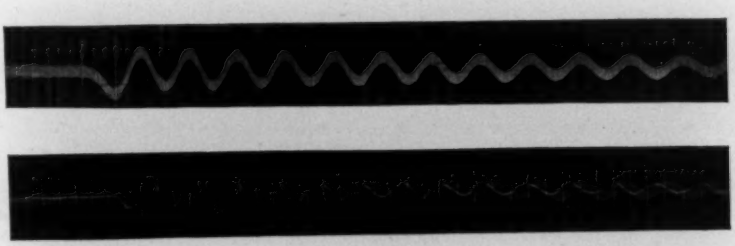


Fig. 8.

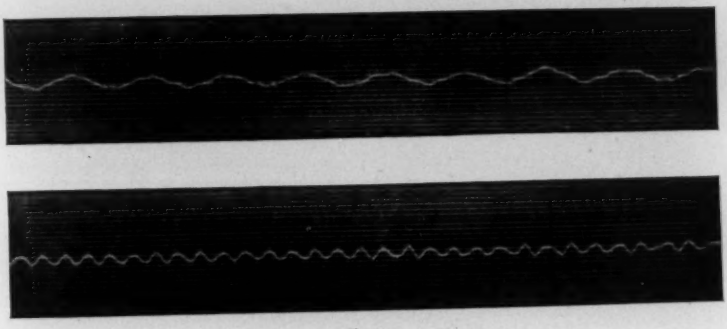


Fig. 9.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY